

工學博士 學位論文

VOF法에 基礎한  
波浪制御構造物 周邊의 波動場 解析

Analysis of Wave Fields around Wave Control Structures  
Based on the VOF Method

指導教授 金 度 三

2004年 2月

韓國海洋大學校 大學院

土木環境工學科

金 正 洙

工學博士 學位論文

VOF法에 基礎한  
波浪制御構造物 周邊의 波動場 解析

Analysis of Wave Fields around Wave Control Structures  
Based on the VOF Method

指導教授 金 度 三

2004年 2月

韓國海洋大學校 大學院

土木環境工學科

金 正 洙



本 論文을 金正洙의 工學博士 學位論文으로 認准함.

主 審 工學博士 柳 青 魯 (印)

副 審 工學博士 裴 基 成 (印)

委 員 工學博士 金 圭 漢 (印)

委 員 工學博士 權 赫 珉 (印)

委 員 工學博士 金 度 三 (印)

2004年 2月

韓國海洋大學校 大學院

土木環境工學科

金 正 洙

# **Wave Fields Analysis around Wave Control Structures Based on the VOF Method**

by  
**Jung Soo Kim**

**Department of Civil & Environment Engineering  
Graduate School  
Korea Maritime University**

## **ABSTRACT**

A knowledge of wave breaking phenomena is very important in designing coastal structures. Especially, wave breaking phenomena can be utilized as materials related to understanding of wave dissipation mechanism. since submerged structures such as submerged breakwaters reduce wave energy by inducing wave breaking on the crown of them. The studies on wave breaking have been traditionally dependent on hydraulic model tests. Recently various numerical models for wave breaking have been presented, but most of existing models can't analyze the whole process of wave breaking including wave transformations after breaking because of using potential theory developed under the assumptions that the wave motion is irrotational.

Among various numerical methods, models using VOF(Volume Of Fluid) method capable of tracing free surface efficiently are getting into the spotlight. In order to simulate wave transformations including wave breaking phenomena by structures, this study proposed numerical method using the two-dimensional wave tank developed based on the VOF method. The key technique for the two-dimensional

wave tank is treatment of reflected waves from boundaries and structures and obtainment of desired incident waves from the wave maker. Therefore, the proposed two-dimensional wave tank was installed line-source to generate waves and added dissipation zone to offer a non-reflective boundary. Hydraulic model tests for wave transformations by impermeable and permeable submerged breakwaters were performed to obtain the application of the two-dimensional wave tank. The results of numerical experiments using the two-dimensional wave tank agree well with the experiment data. Wave fields around wave controllers, an impermeable and permeable submerged breakwater, porous vertical breakwaters and rubble breakwaters, were investigated in the two-dimensional wave tank verified by hydraulic model tests. Especially, because numerical method using the two-dimensional wave tank proposed in this study is a full-nonlinear analysis, submerged breakwaters generating nonlinear waves including wave breaking were mainly studied. Moreover, wave fields around porous vertical breakwaters and rubble breakwaters in order to examine the application of numerical wave tank.

# VOF법에 基礎한 波浪制御構造物 周邊의 波動場 解析

金正洙

韓國海洋大學校 大學院  
土木環境工學科

## 요 약

해안구조물의 설계시 쇄파현상에 대한 이해는 매우 중요하다. 특히, 잠제와 같은 잠수구조물은 천단상에서 쇄파를 통해 파랑에너지를 감소시키므로 쇄파현상은 파랑제어의 매커니즘을 이해하는데 중요한 자료로 활용될 수 있다. 쇄파에 관한 연구는 주로 수리모형실험에 의존해 왔으나 최근들어 다양한 수치해석 기법들이 제안되어 왔다. 하지만, 기존의 수치해석 기법들은 대부분 유체가 비회전임을 가정한 포텐셜이론에 기초하고 있어 전체적인 쇄파과정을 표현할 수 없다.

지금까지 제안된 수치해석법 가운데 자유수면을 효과적으로 추적할 수 있는 VOF법(Hirt and Nichols, 1981)을 이용한 수치해석 기법이 각광을 받고 있다. 본 연구는 쇄파현상의 수치해석을 위하여 VOF법에 기초한 2차원 수치파동수로를 이용한 수치해석 기법을 제안하였다. 수치파동수로를 이용한 수치해석법은 경계나 구조물에 의한 반사파의 처리와 원하는 입사파의 조파가 중요한 기법이다. 따라서, 본 연구에서 제안한 2차원 수치파동수로는 조파를 위한 line-source와 파랑의 재반사를 방지하기 위한 부가감쇠영역이 설치되어 있다. 2차원 수치파동수로를 이용한 본 연구의 수치해석 수법의 타당성을 검증하기 위하여 불투과성·투과성잠제를 대상구조물로 파랑변형에

관한 수리모형실험을 실시하였으며, 그 결과 본 수치해석 결과와 잘 일치하여 본 수치해석 기법의 타당성을 검증할 수 있었다.

수리모형실험을 통해 검증한 2차원 수치파동수로에 파랑제어구조물(불투과성·투과성잠제, 투과성직립방파제, 사석방파제)을 설치하여 주변의 파동장을 해석하였다. 특히, 본 연구에서 제안하고 있는 수치파동수로는 강비선형해석이므로 천단상에서 쇄파를 포함한 강한 비선형성분파가 발생하는 잠제에 대해 주로 고찰하였다. 또한, 수치파동수로의 적용성을 검토하기 위하여 투과성직립방파제 및 사석방파제의 주변 파동장을 해석하였다.

# 목 차

ABSTRACT .....	i
요약 .....	iii
목차 .....	v
List of Figures .....	ix
List of Table .....	xiii
List of Pictures .....	xiv
Nomenclature .....	xv

## 1 서론 1

---

1.1 연구의 배경 .....	1
1.2 기존의 연구 .....	3
1.3 연구의 목적 .....	3
1.4 연구의 구성 .....	4

## 2 수치파동수로의 배경 6

---

2.1 수치해석 이론 .....	6
2.1.1 기초방정식 .....	6
2.1.2 체적공극율과 면적공극율의 정의 .....	8
2.1.3 유체저항 .....	9

2.1.4	격자설정	13
2.1.5	기초방정식의 이산화	13
2.1.6	SOLA Scheme	34
2.2	VOF법에 의한 자유표면의 추적	38
2.2.1	자유표면의 수치계산을 위한 모델	38
2.2.2	VOF함수의 유도	39
2.2.3	VOF함수에 의한 자유수면의 모델링	40
2.2.4	VOF함수에 의한 자유수면의 판정	41
2.2.5	VOF함수의 수치계산	43
2.3	경계조건	48
2.3.1	자유표면에서의 경계조건	48
2.3.2	개경계조건	49
2.3.3	조파조건	50
2.3.4	안정조건	53
2.3.5	그 외의 경계조건	54
2.4	수치계산의 흐름	55

### 3 수치해석 기법의 검증

57

3.1	수치파동수로 내의 조파파형검증	57
3.1.1	시간파형 및 공간파형	57
3.1.2	기존의 해석결과와의 비교	60
3.2	수리모형실험을 통한 수치해석의 검증	64
3.2.1	실험시설	64
3.2.2	불투과성잠제	66
3.2.3	투과성잠제	76

## 4 파랑제어구조물 주변의 파동장 해석 83

---

4.1 불투과성잠제 .....	83
4.1.1 잠제의 기하형상에 따른 쇄파위치 .....	83
4.1.2 잠제 주변의 비선형파랑변형 특징 .....	84
4.1.3 불투과성잠제 주변의 비선형파랑변형 특징 .....	87
4.1.4 공간파고 변화와 평균수위 변화 .....	97
4.2 투과성잠제 .....	101
4.2.1 투과성잠제 주변의 유체입자속도장 .....	101
4.2.2 공간수면변동 .....	110
4.2.3 공간파고 변화와 평균수위 변화 .....	111
4.2.4 투과성잠제 내부의 유체입자속도 .....	115
4.3 투과성방파제 .....	116
4.3.1 월파하는 경우의 유체입자속도장 .....	116
4.3.2 월파하지 않는 경우의 유체입자속도장 .....	125
4.3.3 사면을 갖는 투과성방파제의 유체입자속도장 .....	134
4.3.4 공간파형의 검토 .....	143

## 5 결론 148

---

5.1 불투과성잠제 .....	148
5.2 투과성잠제 .....	149
5.3 투과성방파제 .....	150
5.4 수치파동수로의 역할 .....	150





## List of Figures

Fig. 2.1	Definition sketch of numerical wave tank .....	6
Fig. 2.2	Porosity .....	8
Fig. 2.3	Surface permeability .....	9
Fig. 2.4	Classification of cells and location of the variables in a cell .....	14
Fig. 2.5	Model of upstream difference .....	16
Fig. 2.6	Application of $(\zeta_z)_{i+1/2,k}$ and $w_{i+1/2,k}$ .....	18
Fig. 2.7	Application of $(\forall_v)_{i+1/2,k}$ .....	19
Fig. 2.8	Application of $(\forall_x)_{i,k}$ and $(\forall_x)_{i+1,k}$ .....	21
Fig. 2.9	Application of $(\forall_z)_{i+1/2,k+1/2}$ and $(\forall_z)_{i+1/2,k-1/2}$ .....	23
Fig. 2.10	Application of $(\zeta_x)_{i,k+1/2}$ and $u_{i,k+1/2}$ .....	25
Fig. 2.11	Application of $(\forall_v)_{i,k+1/2}$ .....	26
Fig. 2.12	Application of $(\forall_z)_{i,k+1}$ and $(\forall_z)_{i,k}$ .....	27
Fig. 2.13	Application of $(\forall_x)_{i+1/2,k+1/2}$ and $(\forall_x)_{i+1/2,k-1/2}$ .....	30
Fig. 2.14	Newton-Raphson method .....	35
Fig. 2.15	Modeling of free surface .....	41
Fig. 2.16	Exception to the classification of cells .....	42
Fig. 2.17	Evaluation of free surface shape .....	43
Fig. 2.18	Advection method of VOF function .....	45
Fig. 2.19	Exception of advection computation .....	46
Fig. 2.20	Velocity boundary condition .....	48
Fig. 2.21	Pressure boundary condition on the free surface .....	50
Fig. 2.22	Sketch of added fictitious dissipation zone .....	51

Fig. 2.23	Variation of wave source factor .....	53
Fig. 2.24	Flow chart for numerical computation .....	56
Fig. 3.1	Measuring points of wave profile .....	57
Fig. 3.2	Time variation of computed wave profiles at each point .....	58
Fig. 3.3	Spatial variation of computed wave profiles at each time step ...	59
Fig. 3.4	Comparison of Airy wave, Stokes' 3rd wave and computed waves .....	60
Fig. 3.5	Measuring points of wave profile .....	60
Fig. 3.6	Comparison of Kawasaki's experiment and this study .....	61
Fig. 3.7	Measuring points of wave profile .....	62
Fig. 3.8	Comparison of Kioka's experiment and calculation and this study	63
Fig. 3.9	2-dimensional wave tank .....	64
Fig. 3.10	1-row impermeable submerged breakwater experiment(1) .....	68
	( $B = 100\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ )	
Fig. 3.11	Comparison of numerical and experimental results .....	70
	( $B = 100\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ )	
Fig. 3.12	1-row impermeable submerged breakwater experiment(2) .....	71
	( $B = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ )	
Fig. 3.13	Comparison of numerical and experimental results .....	73
	( $B = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ )	
Fig. 3.14	2-row impermeable submerged breakwater experiment .....	74
	( $B = 50\text{ cm}$ , $l = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ )	
	Comparison of numerical and experimental results	
Fig. 3.15	( $B = 50\text{ cm}$ , $l = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ ) .....	75
Fig. 3.16	1-row permeable submerged breakwater experiment(1) .....	76
	( $B = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ , $\gamma_v = 0.4$ )	
	Comparison of numerical and experimental results	
Fig. 3.17	( $B = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ , $\gamma_v = 0.4$ ) .....	77
Fig. 3.18	1-row permeable submerged breakwater experiment(2) .....	79
	( $B = 100\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ , $\gamma_v = 0.4$ )	

Fig. 3.19	Comparison of numerical and experimental results ( $B = 100\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ , $\gamma_v = 0.4$ ) 2-row permeable submerged breakwater experiment	80
Fig. 3.20	( $B_1 = B_2 = 50\text{ cm}$ , $l = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ , $\gamma_v = 0.4$ ) Comparison of numerical and experimental results	81
Fig. 3.21	( $B_1 = B_2 = 50\text{ cm}$ , $l = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ , $\gamma_v = 0.4$ )	82
Fig. 4.1	Comparison of wave breaking points	84
Fig. 4.2	Points of numerical computation	85
Fig. 4.3	Time variation of wave profiles	87
Fig. 4.4	Spatial distribution of velocity due to the 1-row impermeable submerged breakwater	92
Fig. 4.5	Spatial distribution of velocity due to the 2-row impermeable submerged breakwater	96
Fig. 4.6	Spatial distribution of wave height and mean water level(1)	97
Fig. 4.7	Spatial distribution of wave height and mean water level(2)	98
Fig. 4.8	Spatial distribution of wave height and mean water level(3)	99
Fig. 4.9	Spatial distribution of wave height and mean water level(4)	100
Fig. 4.10	Spatial distribution of velocity due to the 1-row permeable submerged breakwater	105
Fig. 4.11	Spatial distribution of velocity due to the 2-row permeable submerged breakwater	109
Fig. 4.12	Spatial distribution of water level due to the 1-row permeable submerged breakwater(1)	110
Fig. 4.13	Spatial distribution of water level due to the 1-row permeable submerged breakwater(2)	111
Fig. 4.14	Spatial distribution of water level due to the 1-row permeable submerged breakwater(3)	112
Fig. 4.15	Spatial distribution of wave height and mean water level(1)	113
Fig. 4.16	Spatial distribution of wave height and mean water level(2)	113
Fig. 4.17	Spatial distribution of wave height and mean water level(3)	114
Fig. 4.18	Spatial distribution of velocity in the permeable submerged breakwater	115

Fig. 4.19	Spatial distribution of velocity due to the permeable breakwater ( $H_i = 10\text{ cm}$ , $T_i = 2.0\text{ sec}$ , $h_c = 2.0\text{ cm}$ , $h = 37\text{ cm}$ )	· 120
Fig. 4.20	Spatial distribution of velocity due to the permeable breakwater ( $H_i = 10\text{ cm}$ , $T_i = 2.0\text{ sec}$ , $h_c = 5.0\text{ cm}$ , $h = 37\text{ cm}$ )	· 124
Fig. 4.21	Spatial distribution of velocity due to the 1-row permeable breakwater(non-overtopping)	..... 129
Fig. 4.22	Spatial distribution of velocity due to the 2-row permeable breakwater(non-overtopping)	..... 133
Fig. 4.23	Spatial distribution of velocity due to the permeable breakwater armored with TTP	..... 138
Fig. 4.24	Spatial distribution of velocity due to the rubble-mound breakwater	..... 142
Fig. 4.25	Spatial distribution of wave profile due to the permeable breakwater(overtopping)	..... 144
Fig. 4.26	Spatial distribution of wave profile due to the permeable breakwater(overtopping)	..... 145
Fig. 4.27	Spatial distribution of wave profile due to the 1-row permeable breakwater(non-overtopping)	..... 145
Fig. 4.28	Spatial distribution of wave profile due to the 2-row permeable breakwater(non-overtopping)	..... 146
Fig. 4.29	Spatial distribution of wave profile due to the 1-row breakwater armored with TTP	..... 146
Fig. 4.30	Spatial distribution of wave profile due to the rubble-mound breakwater	..... 147

## List of Table

Table 2.1 Determination of the free surface orientation .....	42
---	----

## List of Pictures

Pic. 3.1	2-dimensional wave flume and wave maker	65
Pic. 3.2	Measuring equipments	67
Pic. 3.3	1-row impermeable submerged breakwater experiment(1) ( $B = 100\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ )	69
Pic. 3.4	1-row impermeable submerged breakwater experiment(2) ( $B = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ )	72
Pic. 3.5	2-row impermeable submerged breakwater experiment ( $B = 50\text{ cm}$ , $l = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ )	74
Pic. 3.6	1-row permeable submerged breakwater experiment(1) ( $B = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ , $\gamma_v = 0.4$ )	78
Pic. 3.7	1-row permeable submerged breakwater experiment(2) ( $B = 100\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ , $\gamma_v = 0.4$ )	79
Pic. 3.8	2-row permeable submerged breakwater experiment ( $B_1 = B_2 = 50\text{ cm}$ , $l = 50\text{ cm}$ , $h = 40\text{ cm}$ , $qh = 10\text{ cm}$ , $\gamma_v = 0.4$ )	81



## Nomenclature

$a$	파랑의 진폭
$\alpha$	상류차분(upstream difference)과 중앙차분을 고려하기 위한 매개변수
$B$	불투과 및 투과잡재의 폭
$C$	파속
$c$	Courant수
$C_M$	관성력계수
$C_D$	항력계수
$C_f$	무차원 난류저항계수
$D_{i,k}$	$i, k$ 셀에서의 발산
$\delta$	Dirac delta함수
$n$	수위변동
$n_{\max}$	최대수위
$n_{\min}$	최소수위
$\bar{n}$	평균수위
$n_o$	조파 source위치에서의 수위변동
$n_s$	조파 source에 의해 기대되는 수위변동
$F$	VOF함수
$F_h$	수평파력
$f_l$	층류저항계수
$f_t$	난류저항계수
$g_z$	중력가속도
$\gamma_v$	체적공극율
$\gamma_x$	$x$ 방향의 면적공극율
$\gamma_z$	$z$ 방향의 면적공극율

$H$	파고
$H_i$	입사파고
$h$	수심
$K_p$	투수계수
$\kappa$	부가질량계수
$L_i$	입사파장
$l$	잠제간 중심거리
$\nu$	동점성계수
$P$	압력
$q$	투과층 내의 침투속도벡터
$qh$	잠제의 천단수심
$\rho$	유체의 밀도
$\lambda$	부가감쇠영역에서의 감쇠계수
$S^*$	조파위치 $x = x_s$ 에서의 조파 source의 밀도
$T_i$	입사파 주기
$t$	시간
$\tau$	전단력
$U_o$	조파판에서의 유속
$u$	$x$ 방향의 유체입자속도
$w$	$z$ 방향의 유체입자속도
$x_b$	쇄파위치
$x_s$	조파 source의 위치

# 1 서론

---

## 1.1 연구의 배경

21C의 현대 물류산업은 국가의 경쟁력을 좌우하는 중요한 인자로 인식되고 있다. 물류는 크게 항공물류, 육상물류 그리고 해상물류로 구분될 수 있으며, 항만은 이러한 물류산업에 있어서 육상과 해상을 연결하는 거점으로써의 역할을 담당하고 있다. 특히, 국가간의 교역은 대부분이 해상물류에 의존함을 감안하면 항만을 통한 물류(항만 물류)는 국가경제와 바로 직결되는 주요 사업이다.

우리나라는 지정학적으로 동북아시아 지역의 중심에 위치하고 있어 동북아시아 지역의 중심항만(hub port)으로써의 역할이 충분히 기대된다. 이처럼 항만의 비중이 증대됨에 따라 우리나라에서도 효율적인 항만운용을 위한 기존 항만의 리모델링이나 신항만 건설 등과 같은 대규모 토목공사가 활발히 진행되고 있고, 항만시설의 보호와 기존의 연안역을 보호하기 위한 다양한 형태의 구조물이 연구·개발·계획되고 있다.

항만구조물에는 접안시설, 하역시설, 저장시설 및 배후도로와 같은 원래의 항만기능을 수행하기 위한 시설과 항만을 보호하여 원활한 항만 내의 활동을 피하기 위한 방파제와 같은 항만보호시설을 들 수 있다. 특히, 이러한 항만구조물 중에 방파제는 고파랑, 태풍해일, 해안침식 등과 같은 자연재해를 예방하기 위하여 연안역의 해안방제 구조물로서 그 사용범위가 가장 광범위하다.

방파제의 기원은 BC 200까지 거슬러 올라가지만 본격적인 건설이 시작된 것은 유럽의 산업혁명 직후인 18세기 말과 19세기 초인 것으로 보고되고 있다(Ito, 1969). 초기의 방파제는 거의 사석방파제와 같은 중력식구조물이 대부분이었고, 그 후 여러 가지 케이슨 형태를 적용한 직립방파제와 파력과 반사파를 저감시키기 위하여 TTP와 같은 이형블록 혹은 피복석으로 피복하는 형태의 방파제가 등장하기 시작하였다. 이와 같은 구조물은 혼성제, 소파블록피복제 및 경사제로 대표되며, 대부분이 해저에 고

정되어 해수면상으로 건설되는 중력식구조물이 대부분이었지만 최근에 들어 다양한 형태를 지닌 구조물이 연구·개발되고 있다. 그 중에 잠수형태의 구조물(잠제)은 지진의 피해가 적고, 시공성이 우수하며, 연약지반상에서 지반의 개량없이 시공될 수 있고, 이안제와 같은 표사제어구조물의 대체로써도 그 적용성이 탁월할 뿐만 아니라, 더욱이 수중에 건설됨에 따라 해역의 경관을 자연 그대로 이용할 수 있고, 천단상의 유수역을 통한 해수교환이 양호하여 해수교환 불량에 따른 항내의 오염을 최소화할 수 있으며, 인공 Reef로써의 역할도 수행가능하여 생태계를 포함한 해양환경의 개선과 같은 부수적인 효과까지 기대할 수 있는 등, 중력식구조물의 환경친화적 공간제공의 한계성을 극복할 수 있는 구조물로 알려져 있다. 이에 따라 일본과 같은 경우에는 연안침식방지공으로 그 시공예를 많이 볼 수 있고, 국내에서도 부산 송도해수욕장에 사빈침식방지공으로 처음으로 시공 중에 있으며, 향후 많은 계획이 예상된다.

이상의 잠제는 일반적으로 천단상을 통한 입사파랑의 에너지 전달율이 높기 때문에 구조물상에서 입사파를 강제쇄파시켜 파랑에너지를 감쇠시키거나 잠제폭을 넓게 하여 파랑과 구조물과의 마찰에 의한 파랑에너지를 감쇠시키는 것이 일반적이다. 따라서, 잠제와 같은 잠수구조물의 계획과 설계에 있어서는 쇄파를 포함한 비선형파랑의 발생 메커니즘과 발달과정의 예측 및 파랑에너지의 감쇠, 쇄파로 인한 구성재료의 안정, 쇄파로 인한 흐름과 수위상승 및 해수교환 등은 정확히 예측되어야 하는 매우 중요한 문제들이다. 이러한 쇄파문제는 비단 잠수구조물 뿐만 아니라 그 밖의 해안·항만구조물에서도 주요한 파괴요인으로 작용하는 등, 그의 영향이 매우 크다.

그러나, 이러한 쇄파현상, 특히 잠제와 같은 잠수구조물상의 쇄파현상을 수치적으로 해석하기에는 자유수면의 처리 등에 많은 어려움이 있어 지금까지 쇄파문제는 주로 수리모형실험에 의하여 수행되어 왔으며(合田 등, 1977 ; 權 등, 1996), 수리모형실험에서는 주로 잠제의 전면과 후면의 고정된 위치에서 측정한 파고를 이용하여 입사파의 반사율과 투과율과 같은 파랑제어지표에 대한 값만을 계측하므로 범위가 극히 제한적이었고, 위에서 언급한 바와 같이 잠제의 계획과 설계에서 중요한 요소의 측정은 많은 시간과 노력을 요하기 때문에 그다지 수행되지 않았다.

따라서, 본 연구에서는 잠제를 비롯한 해안·항만구조물에 있어서 쇄파문제와 관련된 제 현상을 수치해석적으로 접근할 수 있는 수치해석법을 검토함과 동시에 해의 타당성과 유용성을 검증하기 위하여 수리모형실험을 실시한다. 이로부터 여러 형상의

해안·항만구조물을 대상으로 불투과성과 투과성의 경우에 주변 파동장의 특성을 논한다.

## 1.2 기존의 연구

쇄파에 관한 대표적인 수치해석의 연구 예로, Green함수에 기초한 경계적분방정식으로부터 쇄파시의 수면파형을 재현하고 있는 Longuet-Higgins and Cokelet(1976), Kioka(1983), 織田 등(1993), 金 등(1997, 1998)의 연구와 Cauchy의 적분정리에 기초한 경계적분방정식을 적용하고 있는 Dold and Peregrine(1984)의 연구, 그리고 유한차분법에 기초한 MAC법을 이용한 Welch et al.(1966)의 연구 등을 들 수 있다. 이 중에서 金 등(1997, 1998)은 구조물 주변의 자유수면에서 Lagrange적인 수법을 사용하고 개경계로 근접함에 따라 Euler적으로 처리하는 새로운 개경계처리수법을 적용하여 잠제에 의한 쇄파현상을 잘 재현하고 있으나, 경계적분방정식을 사용하는 상기의 수법들은 대부분 포텐셜이론에 기초하고 있으므로 쇄파후의 파랑변형 및 파랑의 재생성과정을 해석할 수 없다는 한계점을 가지고 있을 뿐만 아니라, MAC법은 자유표면의 위치를 계산할 때에 많은 계산시간과 거대한 용량을 필요로 하므로 3차원으로의 확장이 곤란한 측면이 있다.

## 1.3 연구의 목적

비압축성·점성유체의 파동장에 있어서 쇄파를 포함하는 복잡한 자유수면을 성공적으로 추적할 수 있는 VOF(Volume of Fluid ; 이하 VOF)법이 제안된 이후 자유수면을 갖는 유체역학의 다양한 분야에서 이를 활용한 연구가 활발하게 진행되고 있다. 특히, VOF법은 쇄파과정 및 쇄파후의 파형을 수치적으로 재현할 수 있어 최근 들어서 해안공학분야에서도 VOF법을 이용한 수치모델의 개발이 다양하게 시도되고 있는 단계이다.

VOF법은 단지 자유수면만을 해석하는 기법이므로 해안공학분야에 적용하는 경우

에는 파랑의 전달과 반사를 정확하게 해석할 수 있는 효과적인 경계조건과 주기적인 파동장을 위한 조파방법이 필요하다. 이러한 경계조건과 조파방법을 결부시켜 VOF법을 활용한 대표적인 국외의 수치모델은 SKYLLA(Van der Meer et al., 1992), CADMAS-SURF(日本沿岸開發技術研究セクター, 2001), VOFbreak(Troch, P., 1997) 등을 들 수 있다. 국내에서는 처음으로 김 등(2001, 2002)이 최초로 VOF법을 이용하여 수치해석을 실시하고 있으나, 아직까지 미진한 단계에 있다.

본 연구에서는 많은 시간과 비용이 요구되는 수리모형실험을 대체할 수 있는 VOF법을 활용한 수치파동수로를 제안한다. 제안된 수치파동수로의 검증을 위하여 천단상에서 쇄파를 포함한 강비선형성분파가 발생하는 불투과성 및 투과성잠제를 상정하여 2차원 수리모형실험을 실시하고, 2차원 수리모형실험으로부터 검증된 수치파동수로를 이용하여 불투과 및 투과잠제가 설치된 2차원 파동장에 있어서 수위변동과 유속분포 등에 관한 쇄파시 및 쇄파후의 파동장에 대한 full-nonlinear해석을 수행함을 연구의 목적으로 한다. 또한, 수치파동수로의 적용성을 검토하기 위하여 직립투과성방파제 및 경사투과성방파제로까지 해석범위를 확장하여 구조물의 형태에 따른 파동장의 특성을 고찰하고자 한다.

## 1.4 연구의 구성

본 연구의 구성은 다음과 같다.

제1장에서 연구의 배경과 목적 및 기존의 연구 그리고 연구의 구성에 대해 간단히 서술한다.

제2장에서는 수치파동수를 이용한 수치해석을 위하여 본 연구에서 적용하고 있는 VOF법과 기초방정식, 경계조건 및 조파조건에 대한 이론을 전개하고, 수치계산기법에 관한 전반적인 사항을 기술한다.

제3장에서는 제2장에서 제안한 수치파동수를 이용한 수치해석 기법의 타당성을 검증하기 위하여 기존의 연구결과와 비교·검토한다. 또한, 잠제의 천단상에서 쇄파가 발생하여 강한 비선형성분파가 발생하는 불투과성 및 투과성잠제에 대해 2차원 수리모형실험을 실시하며, 실험결과와 수치해석 결과를 비교·검토하여 쇄파를 포함하는

강비선형성분파에 대한 수치해석의 가능성을 논의한다.

제4장에서는 2차원 수리모형실험으로부터 확인된 수치파동수로의 타당성을 근거로 하여, 불투과성 및 투과성잠제 주변의 유체입자의 속도분포, 비선형파랑변형, 쇄파후의 파랑재생과정, 1열잠제와 2열잠제의 파고감쇠효과 등, 잠제에 의한 주변 파동장의 특성을 고찰한다. 또한, 수치파동수로의 적용성을 검토하기 위하여 직립투과성방파제 및 사석방파제로 확장하여 주변 파동장의 특성 등을 검토한다.

제5장에서는 제3장의 수리모형실험과 제4장의 수치해석 결과에서 얻어진 중요한 결과 및 현상 등을 요약하여 본 연구의 결론을 도출한다.

끝으로 본 연구에서 중요하게 인용된 참고문헌을 수록한다.

## 2 수치파동수로의 배경

### 2.1 수치해석 이론

파랑제어구조물 주변의 파동장을 해석하기 위하여 Fig. 2.1과 같은 수치파동수로를 고려한다. 수치파동수로는 가상부가감쇠영역(added fictitious dissipation zone)과 계산영역으로 이루어져 있으며, 계산영역 내에는 수치적으로 파랑을 발생시키기 위하여 line-source에 의한 수치조파기가 설치되어 있다. 가상부가감쇠영역은 수치파동수로의 양단에 설치되어 있으며, 이는 개경계에서 파랑이 재반사되어 계산영역의 파동장이 교란되는 것을 방지하기 위함이다.

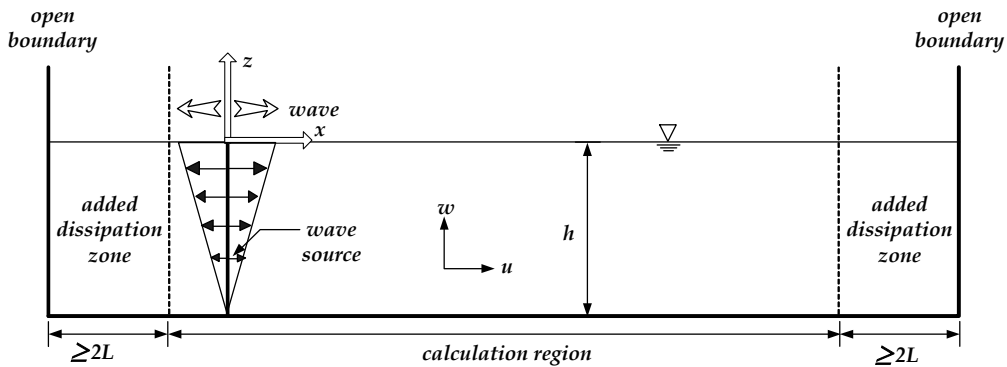


Fig. 2.1 Definition sketch of numerical wave tank.

#### 2.1.1 기초방정식

유체를 비압축성·점성유체라고 가정하면 투과성방파제의 해석을 위한 기초방정식은 다음의 식과 같이 조파 source로 인한 Poisson방정식 (2.1)의 연속방정식과 유체의 점성이 고려된 운동방정식 (2.2), (2.3)으로 구성된다.



$$\frac{\partial(\gamma_x u)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_z w)}{\partial z} = S^* \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \gamma_v \frac{\partial u}{\partial t} + \gamma_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \gamma_z w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - M_x - R_x \\ & + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) - \frac{2V}{3} \frac{\partial \gamma_x S^*}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \gamma_v \frac{\partial w}{\partial t} + \gamma_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \gamma_z w \frac{\partial w}{\partial z} = & -\gamma_v g_z - \gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - M_z - R_z \\ & + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{2V}{3} \frac{\partial \gamma_z S^*}{\partial z} - \lambda w \end{aligned} \quad (2.3)$$

여기서,  $S^* = S(z, t)\delta(x - x_s)$ 는 조파위치  $x = x_s$ 에서의 조파 source의 밀도,  $\delta$ 는 Dirac delta함수,  $u, w$ 는 각각 유체의  $x, z$  방향의 속도,  $\rho$ 는 유체의 밀도,  $p$ 는 압력,  $g_z$ 는 중력가속도,  $\lambda$ 는 부가감쇠영역에서의 감쇠계수,  $\gamma_v$ 는 체적공극율,  $\gamma_x, \gamma_z$ 는 각각  $x, z$ 방향의 면적공극율,  $M_x, M_z$ 는 관성력항,  $R_x, R_z$ 는 항력항으로 투과층 내부의 저항을 나타낸다.

다음으로, 자유수면의 형상을 추적하기 위하여 Hirt and Nichols(1981)가 제안한 VOF함수  $F(x, z, t)$ 를 도입한다(이하에서는  $F$ 로 표기한다). VOF함수  $F$ 는  $0 \leq F \leq 1$ 의 값을 가지며,  $F$ 의 이류방정식은 식 (2.4)와 같이 주어진다.

$$\frac{\partial(\gamma_v F)}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_x u F)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_z w F)}{\partial z} = FS^* \quad (2.4)$$

### 2.1.2 체적공극율과 면적공극율의 정의

Fig. 2.2와 같은 체적요소  $\delta V (= \delta x \delta y \delta z)$ 의 유체가 차지하는 체적을  $\delta V_f$ 로 정의하면 체적요소  $\delta V$ 에 대한 체적공극율  $\gamma_v$ 를 식 (2.5)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\gamma_v = \frac{\delta V_f}{\delta V} = \frac{\delta V_f}{\delta x \delta y \delta z} = \frac{\delta x \delta y \delta z - \text{solid volume}}{\delta x \delta y \delta z} \quad (2.5)$$

또한, Fig. 2.3과 같은 면적요소  $\delta S$ 의 유체가 차지하는 면적을 각 방향에 대해  $\delta S_x$ ,  $\delta S_y$ ,  $\delta S_z$ 로 정의하면 면적공극율  $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$ 를 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\gamma_x = \frac{\delta S_x}{\delta y \delta z} = \frac{\delta y \delta z - \{\text{solid surface area}\}}{\delta y \delta z} \quad (2.6)$$

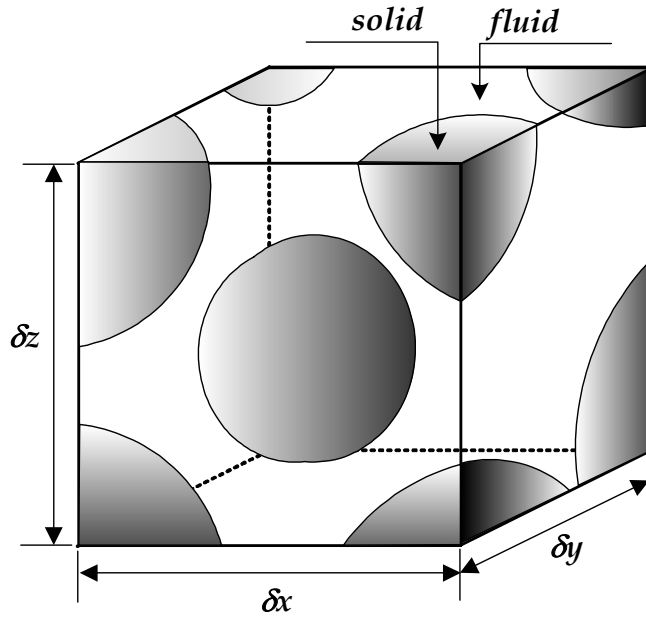


Fig. 2.2 Porosity.

$$v_y = \frac{\delta S_y}{\delta x \delta z} = \frac{\delta x \delta z - \{solid\ surface\ area\}}{\delta x \delta z} \quad (2.7)$$

$$v_z = \frac{\delta S_z}{\delta x \delta y} = \frac{\delta x \delta y - \{solid\ surface\ area\}}{\delta x \delta y} \quad (2.8)$$

본 연구에서는 2차원 파동장을 대상으로 하므로  $v_y$ ,  $\delta y$ 를 무시한다.

### 2.1.3 유체저항

#### (1) 관성력

유체저항은 유체 중의 구조물에 의한 관성력과 항력으로 대별된다. 이 중에 관성력 항은 다음 식으로 표현된다.

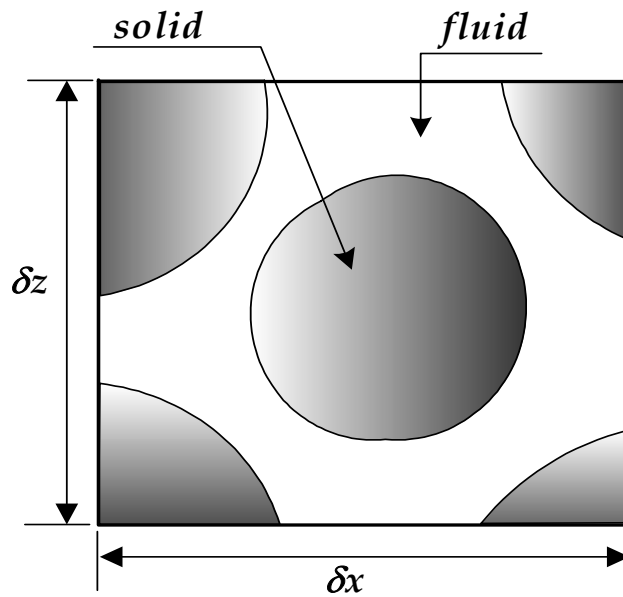


Fig. 2.3 Surface permeability.

$$M_x = (1 - \gamma_v) C_M \frac{Du}{Dt} = (1 - \gamma_v) C_M \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right\} \quad (2.9)$$

$$M_z = (1 - \gamma_v) C_M \frac{Dw}{Dt} = (1 - \gamma_v) C_M \left\{ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right\} \quad (2.10)$$

여기서,  $C_M$ 은 관성력계수로  $C_M = 1 + \kappa$ 로 표현되고,  $\kappa$ 는 부가질량계수이다. 일반적으로  $C_M$ 의 정확한 값을 산정하기 위하여서는 수리모형실험이 요구되지만 투과층 공극 중의 유체의 일부, 혹은 전부를 부가질량으로 간주하면 부가질량계수  $\kappa$ 는 식 (2.11)의 범위를 취할 수 있고, 이로써 관성력계수  $C_M$ 은 식 (2.12)의 범위를 취할 수 있다.

$$0 \leq \kappa \leq \frac{\gamma_v}{1 - \gamma_v} \quad (2.11)$$

$$1 \leq C_M \leq \frac{1}{1 - \gamma_v} \quad (2.12)$$

투과층 내의 공극율을  $\gamma_v = 0.4$ 로 하면 관성력 계수는 식 (2.12)로부터  $1 \leq C_M \leq 1.67$ 의 범위를 갖는다. 본 연구에서는 투과층을 구성하는 사석을 지름이 일정한 구형으로 가정하여  $C_M = 1.5$ 를 적용하였다.

## (2) 항력

항력의 표현으로 식 (2.13)의 Dupit-Forchheimer형 저항법칙이 있다.

$$\begin{cases} R_x = f_l u + f_r u |u| \\ R_z = f_l w + f_r w |w| \end{cases} \quad (2.13)$$

여기서,  $u, w$ 는 각 방향으로의 침투속도,  $f_l, f_r$ 는 각각 층류저항계수와 난류저항계수로써 실험으로부터 산정된다.

Ward(1964)는 입경이 큰 자갈층 내의 정상류에 대한 압력손실항에 대해 식 (2.14)를 제안하였다.

$$-\frac{1}{\rho} \nabla (p + \rho g z) = \frac{v_{\infty} q}{K_p} + \frac{C_f v_{\infty}^2}{\sqrt{K_p}} |q| \quad (2.14)$$

여기서,  $q$ 는 투과층 내의 침투속도벡터로써  $q = (u, w)$ 이고,  $v$ 는 동점성계수,  $C_f$ 는 무차원난류저항계수,  $K_p$ 는 투수계수이다.

식 (2.14)와 같이 손실항은 유속의 2승에 비례하므로 포텐셜이론에 의한 투과성구조물의 해석에서는 선형저항계수를 얻기 위하여 Laurentz의 등가일의 법칙을 적용하여 비선형항을 선형화시키고 있다. 본 연구에서는 실제현상에 보다 가깝게 모델화하기 위하여 비선형으로 주어지는 항력항을 근사없이 그대로 적용하는 柳山와 鹿島(1992)의 항력항을 도입한다.

$x$ 방향으로 작용하는 항력항을 고체를 포함한 미소요소  $\delta x \delta z$ 에 균등하게 작용하는 등가저항으로 간주하면 식 (2.15)을 얻을 수 있다.

$$R_x \delta x \delta z \equiv \int \int (\tau_{xx} dA_x + \tau_{xz} dA_z) \quad (2.15)$$

여기서,  $dA_x, dA_z$ 는 각각 전단력  $\tau_{xx}, \tau_{xz}$ 가 작용하는 미소면적이다.  $\tau_{xx}, \tau_{xz}$ 가 미소요소  $\delta x, \delta z$  내에서 일정하다고 가정하면 식 (2.15)의 우변항을 다음과 같이 근사시킬 수 있다.

$$\left\{ \begin{array}{l} \int \int \tau_{xx} dA_x \propto \tau_{xx} (1 - \gamma_x) \delta z \\ \int \int \tau_{xz} dA_z \propto \tau_{xz} (1 - \gamma_z) \delta x \end{array} \right. \quad (2.16)$$

또한, 층류저항에 비해 난류저항이 지배적이고, 전단응력은 유속의 2승에 비례하는 형으로 주어지기 때문에 전단응력  $\tau_{xx}$  는 식 (2.17)로 표현된다.

$$\tau_{xx} = \frac{1}{2} \rho C_D u \sqrt{u^2 + w^2} \quad (2.17)$$

여기서,  $C_D$ 는 항력계수이다. 식 (2.16)과 식 (2.17)의 관계로부터 각 방향에 작용하는 항력을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$R_x = \frac{1}{2\delta x} \rho C_D (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \quad (2.18)$$

$$R_z = \frac{1}{2\delta z} \rho C_D (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \quad (2.19)$$

식 (2.9), (2.10)의 관성력항과 식 (2.18), (2.19)의 항력항을 운동방정식 (2.2), (2.3)에 대입하면 다음의 운동방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \zeta_v \frac{\partial u}{\partial t} + \zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \zeta_z w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{2\delta x} \rho C_D (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \\ & + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) - \frac{2\gamma}{3} \frac{\partial \gamma_x S^*}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\zeta_v \frac{\partial w}{\partial t} + \zeta_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \zeta_z w \frac{\partial w}{\partial z} = -\gamma_v g_z - \gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{2\delta_z} \rho C_D (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \\
& + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_v S^*}{\partial z} - \lambda w
\end{aligned} \tag{2.21}$$

여기서,

$$\begin{cases} \zeta_v = \gamma_v + (1 - \gamma_v) C_M \\ \zeta_x = \gamma_x + (1 - \gamma_v) C_M \\ \zeta_z = \gamma_z + (1 - \gamma_v) C_M \end{cases} \tag{2.22}$$

#### 2.1.4 격자설정

Fig. 2.4와 같이 수치과동수로를 직사각형의 격자로 나누고, 셀 전체에 유체가 있는 경우를 유체셀, 셀 전체에 기체가 있는 경우를 기체셀, 셀 내에 유체와 기체가 혼합되어 있는 경우를 표면셀, 셀 전체에 구조물이 있는 경우를 구조물 셀로 각각 정의한다. 또한, 격자의 주위에는 직접 계산에 이용되지는 않지만 경계처리시에 필요한 가상셀을 설정한다.

격자를 설정한 후에는 각 셀에서의 유속  $u, w$ 를 각각 셀 경계인 오른쪽과 위쪽에 위치시키고, 압력  $p$ , 조파 source  $S$  및 VOF함수  $F$ 를 각각 셀 중앙에 위치시키는 Fig. 2.4와 같은 엇갈린격자(staggered mesh)를 채용한다. 이러한 엇갈린격자는 압력과 속도를 동일한 위치에서 정의할 때 발생할 수 있는 ckeckboard 해를 방지할 수 있다(Patankar, 1980).

#### 2.1.5 기초방정식의 이산화

##### (1) 연속방정식의 이산화

연속방정식을 셀 중앙에서 2차정도의 중앙차분근사시키면 다음과 같이 이산화된 식(2.23)으로 표현할 수 있다.

$$\left[ \frac{(\gamma_x)_{i+1/2,k} u_{i+1/2,k}^{n+1} - (\gamma_x)_{i-1/2,k} u_{i-1/2,k}^{n+1}}{\delta x_i} + \frac{(\gamma_z)_{i,k+1/2} w_{i,k+1/2}^{n+1} - (\gamma_z)_{i,k-1/2} w_{i,k-1/2}^{n+1}}{\delta z_k} \right] = S_{i,k}^{*n+1} \quad (2.23)$$

여기서, 윗첨자는 시간스텝을 나타내며, 아래첨자는 공간스텝을 나타낸다.

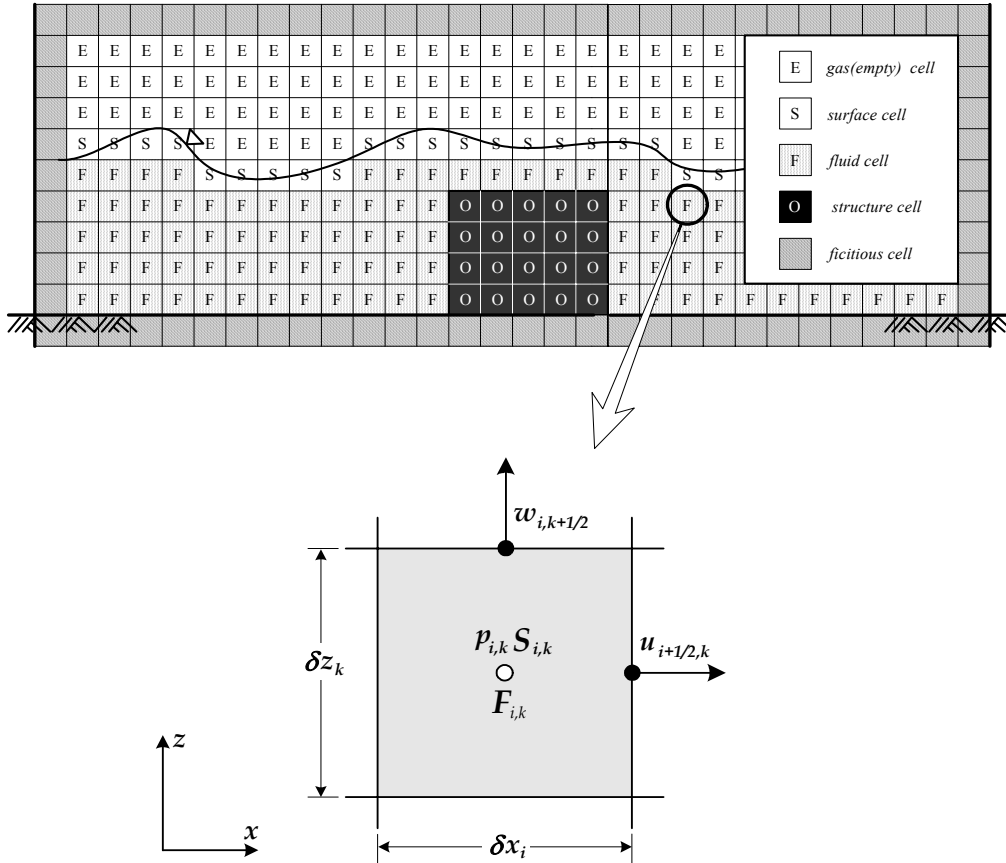


Fig. 2.4 Classification of cells and location of the variables in a cell.



## (2) 운동방정식의 이산화

운동방정식에서 시간항에 전진차분근사를, 이류항에는 수치확산을 제어하기 위하여 1차정도의 상류차분(upstream difference)과 2차정도의 중앙차분을 혼합한 증여(donor)차분근사를, 나머지항에 중앙차분근사시키는 양해법(explicit method)을 도입하면 식 (2.20)과 식 (2.21)은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned}
 & \frac{(\zeta_v u)_{i+1/2,k}^{n+1} - (\zeta_v u)_{i+1/2,k}^n}{\delta t} + \left( \zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1/2,k}^n + \left( \zeta_z w \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k}^n \\
 &= - \left( \gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{i+1/2,k}^n - \left\{ \frac{1}{2\delta x} \rho C_D (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \right\}_{i+1/2,k}^n \\
 &+ \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z} \right)_{i+1/2,k}^n - \frac{2V}{3} \left( \frac{\partial \gamma_x S^*}{\partial x} \right)_{i+1/2,k}^n
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{(\zeta_v w)_{i,k+1/2}^{n+1} - (\zeta_v w)_{i,k+1/2}^n}{\delta t} + \left( \zeta_x u \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i,k+1/2}^n + \left( \zeta_z w \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+1/2}^n \\
 &= - (\gamma_v)_{i,k+1/2} g_z - \left( \gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \right)_{i,k+1/2}^n - \left\{ \frac{1}{2\delta z} \rho C_D (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \right\}_{i,k+1/2}^n \\
 &+ \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right)_{i,k+1/2}^n - \frac{2V}{3} \left( \frac{\partial \gamma_z S^*}{\partial z} \right)_{i,k+1/2}^n - (\lambda w)_{i,k+1/2}^n
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

### 1) x 방향의 운동방정식에 대한 이산화

#### (a) 이류항

상류차분(upstream difference)은 운동방정식의 이류항의 계산시에 발생될 수 있는 수치확산을 제어할 수 있으며, 풍상차분(upwind-difference)으로도 알려져 있다. 이러

한 상류차분은 튜브와 탱크모델에 기초를 두고 있는 것으로 알려져 있으며(Patanker S. V, 1980), 이에 대한 개념을 Fig. 2.5에 나타낸다.

Fig. 2.5에서의  $C$ 는 셀 내에서의 물리량을 나타내며, 첨자는 각각의 셀을 나타낸다. 엇갈린격자를 채용하고 있으므로 셀 ( $i$ )에서 유속은  $u_{i+1/2, k}$ ,  $u_{i-1/2, k}$ 로 된다. 셀 내의 물리량  $C$ 가 경계면에서의 유속에 의해 이루어진다고 하면 유속의 방향에 의해 물리량  $C$ 의 값이 결정된다.

이러한 상류차분을 식 (2.24)의 이류항  $\left(\zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1/2, k}$ 에 적용하면 Fig. 2.5의 물리량  $C$ 는  $\frac{\partial u}{\partial x}$ 로 고려될 수 있고,  $\frac{\partial u}{\partial x}$ 의 값은 유속  $u_{i+1/2, k}$ 의 방향에 의해 결정되어야 한다.  $u_{i+1/2, k}$ 의 방향을 좌측에서 우측으로 향하는 방향을 (+)의 방향으로 하여 방향에 따른 상류차분을 고려하면 식 (2.26), (2.27)의 관계를 얻을 수 있다.

$$\text{If } u_{i+1/2, k} > 0 \quad \text{then} \quad (\zeta_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i, k} \quad (2.26)$$

$$\text{If } u_{i+1/2, k} < 0 \quad \text{then} \quad (\zeta_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1, k} \quad (2.27)$$

다음으로, 이류항에 대한 중앙차분은 식 (2.28)과 같다.

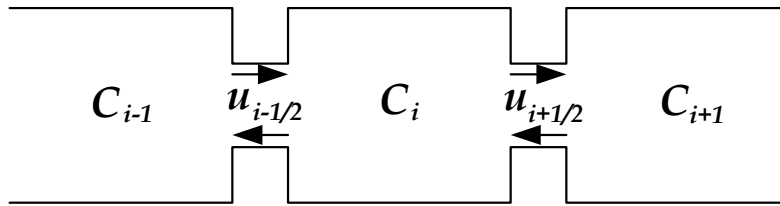


Fig. 2.5 Model of upstream difference.

$$\left(\zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1/2,k} = \frac{(\zeta_x u)_{i+1/2,k}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \left[ \delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1,k} + \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,k} \right] \quad (2.28)$$

이상의 이류항에 대한 상류차분과 중앙차분을 모두 고려하기 위하여 매개변수  $\alpha$ 를 도입하여 식 (2.26)과 식 (2.27), (2.28)을 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} (\zeta_x)_{i+1/2,k} \frac{u_{i+1/2,k}}{\delta x_{\alpha 1}} & \left[ \delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1,k} + \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,k} \right. \\ & \left. + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2,k}) \left\{ \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,k} - \delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1,k} \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.29)$$

$$\delta x_{\alpha 1} = \delta x_i + \delta x_{i+1} + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2,k})(\delta x_{i+1} - \delta x_i) \quad (2.30)$$

여기서,  $\alpha = 1$ 일 경우는 Courant조건을 만족하면서 안정성을 확보할 수 있는 1차 정도의 상류차분(upstream difference)이 되고,  $\alpha = 0$ 일 경우는 정도는 높지만 불안정성이 증가하는 2차 정도의 중앙차분이 된다.

식 (2.24)의 이류항  $\left(\zeta_z w \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1/2,k}$ 에 대해서도 동일한 차분 scheme을 적용할 수 있고, 셀 내에서 정의되지 않는 연직방향의 면적공극율과 유속성분  $(\zeta_z)_{i+1/2,k}$ 과  $w_{i+1/2,k}$ 는 Fig. 2.6에 나타나내고 있는 바와 같이 주변값의 평균치로 주어진다.

$$(\zeta_z)_{i+1/2,k} = \frac{1}{4} \{ (\zeta_z)_{i+1,k+1/2} + (\zeta_z)_{i,k+1/2} + (\zeta_z)_{i+1,k-1/2} + (\zeta_z)_{i,k-1/2} \} \quad (2.31)$$

$$w_{i+1/2,k} = \frac{1}{4} \{ w_{i+1,k+1/2} + w_{i,k+1/2} + w_{i+1,k-1/2} + w_{i,k-1/2} \} \quad (2.32)$$

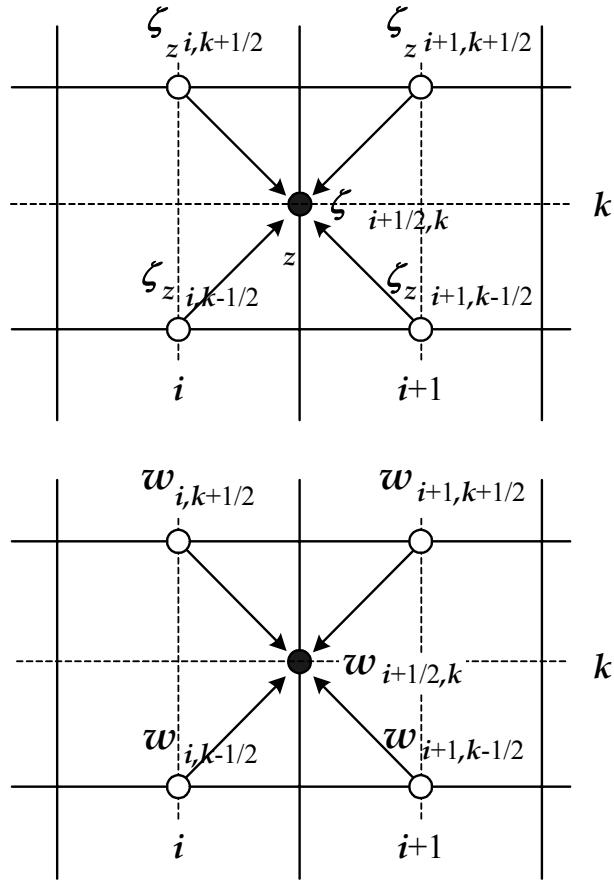


Fig. 2.6 Application of  $(\zeta_z)_{i+1/2, k}$  and  $w_{i+1/2, k}$ .

본 연구는 해석영역의 양쪽에 격자간격을 변화시키면서 파랑을 흡수하는 부가감쇠 영역을 설치하고 있으므로 식 (2.31)과 식 (2.32)에 격자간격을 고려하면 식 (2.33), (2.34)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}
(\zeta_z)_{i+1/2, k} = & \frac{1}{2} \left\{ \frac{\delta x_i (\zeta_z)_{i+1, k+1/2} + \delta x_{i+1} (\zeta_z)_{i, k+1/2}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \right. \\
& \left. + \frac{\delta x_i (\zeta_z)_{i+1, k-1/2} + \delta x_{i+1} (\zeta_z)_{i, k-1/2}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \right\}
\end{aligned} \tag{2.33}$$

$$\begin{aligned}
w_{i+1/2, k} = & \frac{1}{2} \left\{ \frac{\delta x_i w_{i+1, k+1/2} + \delta x_{i+1} w_{i, k+1/2}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \right. \\
& \left. + \frac{\delta x_i w_{i+1, k-1/2} + \delta x_{i+1} w_{i, k-1/2}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \right\}
\end{aligned} \tag{2.34}$$

**(b) 압력항**

체적공극율  $(\gamma_v)_{i+1/2, k}$  는 셀  $(i, k)$  와 셀  $(i+1, k)$  에서 체적공극율을 평균하여 다음의 식과 같이 표현될 수 있다.

$$(\gamma_v)_{i+1/2, k} = \frac{\delta x_{i+1} (\gamma_v)_{i, k} + \delta x_i (\gamma_v)_{i+1, k}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \tag{2.35}$$

체적공극율에 대해 식 (2.35)를 이용하고, 압력에 대한 중앙차분을 고려하면 압력항의 이산화는 식 (2.36)과 같이 나타내어진다.

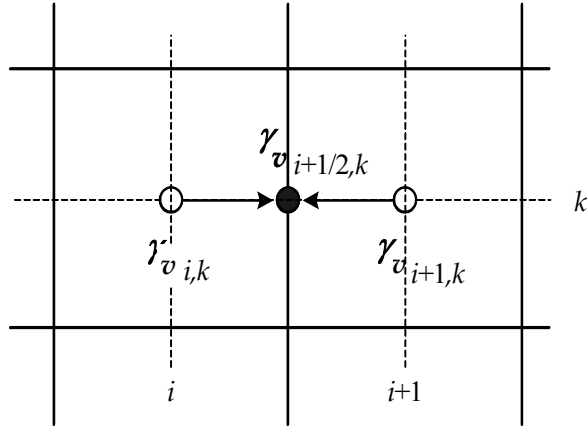


Fig. 2.7 Application of  $(v_v)_{i+1/2, k}$ .

$$\left( v_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{i+1/2, k} = (v_v)_{i+1/2, k} \frac{2}{\rho} \left( \frac{p_{i+1, k} - p_{i, k}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \right) \quad (2.36)$$

(c) 점성항

점성항  $\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial v_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial v_z \tau_{zx}}{\partial z} \right)_{i+1/2, k}$  의 이산화는 공간에 대해 중앙차분을 적용하면 식(3.37)과 같이 나타내어진다.

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial v_x \tau_{xx}}{\partial x} \right)_{i+1/2, k} = \begin{cases} 2v \left( v_x \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)_{i+1/2, k} \\ 2v \left[ \frac{1}{\delta x_{i+1/2}} \left\{ (v_x)_{i+1, k} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} - (v_x)_{i, k} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} \right\} \right] \end{cases} \quad (2.37)$$

여기서,  $(v_x)_{i+1, k}$ ,  $(v_x)_{i, k}$  는 인접한 면적공극율의 평균치를 사용하면 다음의

식으로 주어질 수 있다.

$$(\gamma_x)_{i+1,k} = \frac{1}{2} \{ (\gamma_x)_{i+1/2,k} + (\gamma_x)_{i+3/2,k} \} \quad (2.38)$$

$$(\gamma_x)_{i,k} = \frac{1}{2} \{ (\gamma_x)_{i+1/2,k} + (\gamma_x)_{i-1/2,k} \} \quad (2.39)$$

동일하게,  $\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z} \right)_{i+1/2,k}$  의 이산화식은 다음과 같다.

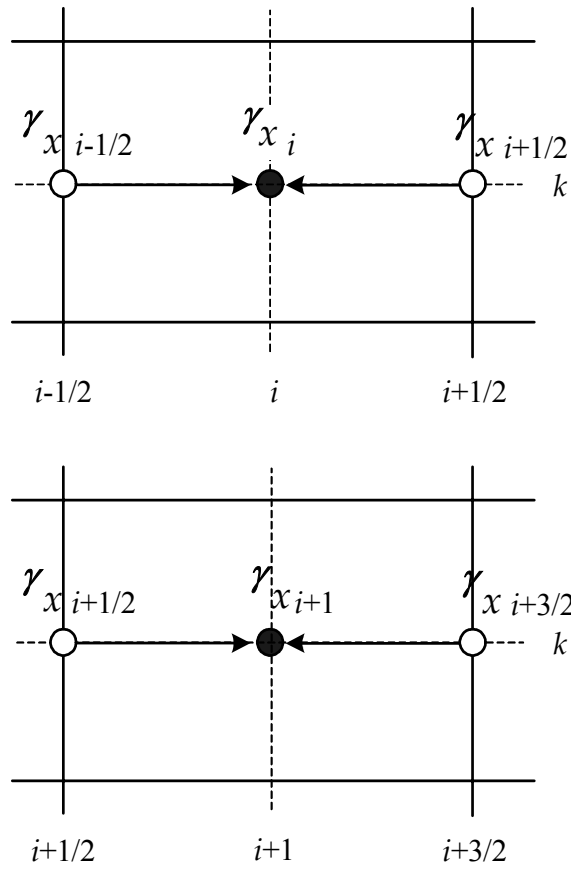


Fig. 2.8 Application of  $(\gamma_x)_{i,k}$  and  $(\gamma_x)_{i+1,k}$ .

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \mathbb{Y}_z \tau_{zx}}{\partial z} \right)_{i+1/2, k} &= v \left\{ \mathbb{Y}_z \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\}_{i+1/2, k} \\
&= v \frac{1}{\delta z_k} \left\{ \left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2} + \left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2} \right. \\
&\quad \left. - \left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2} - \left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k-1/2} \right\} \quad (2.40)
\end{aligned}$$

여기서,

$$\left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2} = (\mathbb{Y}_z)_{i+1/2, k+1/2} \left( \frac{u_{i+1/2, k+1} - u_{i+1/2, k}}{\delta z_{k+1/2}} \right) \quad (2.41)$$

$$\left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2} = (\mathbb{Y}_z)_{i+1/2, k-1/2} \left( \frac{u_{i+1/2, k} - u_{i+1/2, k-1}}{\delta z_{k-1/2}} \right) \quad (2.42)$$

$$\left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2} = (\mathbb{Y}_z)_{i+1/2, k+1/2} \left( \frac{w_{i+1, k+1/2} - w_{i, k+1/2}}{\delta x_{i+1/2}} \right) \quad (2.43)$$

$$\left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k-1/2} = (\mathbb{Y}_z)_{i+1/2, k-1/2} \left( \frac{w_{i+1, k-1/2} - w_{i, k-1/2}}{\delta x_{i+1/2}} \right) \quad (2.44)$$

위의 식에서  $(\mathbb{Y}_z)_{i+1/2, k+1/2}, (\mathbb{Y}_z)_{i+1/2, k-1/2}$ 는 식 (2.38), (2.39)와 동일하게 인접한 면적공극율의 평균치를 적용하면 다음의 식으로 주어진다.

$$(\mathbb{Y}_z)_{i+1/2, k+1/2} = \frac{1}{2} \{ (\mathbb{Y}_z)_{i, k+1/2} + (\mathbb{Y}_z)_{i+1, k+1/2} \} \quad (2.45)$$



$$(\gamma_z)_{i+1/2, k-1/2} = \frac{1}{2} \{ (\gamma_z)_{i, k-1/2} + (\gamma_z)_{i+1, k-1/2} \} \quad (2.46)$$

(d) 항력항

항력항  $\left\{ \frac{1}{2\delta x} \rho C_D (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \right\}_{i+1/2, k}$  의 이산화에서 문제로 되는 항은 셀 내에서 정의되지 않는  $z$ 방향의 속도인  $w_{i+1/2, k}$ 이지만 식 (2.34)의 결과를 적용하면 항력항의 이산화는 식 (2.47)과 같다.

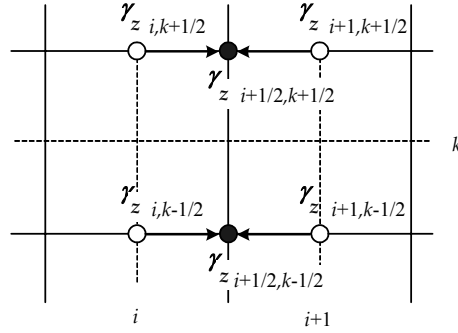


Fig. 2.9 Application of  $(\gamma_z)_{i+1/2, k+1/2}$  and  $(\gamma_z)_{i+1/2, k-1/2}$ .

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{1}{2\delta x} \rho C_D (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \right\}_{i+1/2, k} \\ &= \frac{\rho}{2\delta x_{i+1/2}} C_D (1 - (\gamma_x)_{i+1/2, k}) u_{i+1/2, k} \sqrt{u_{i+1/2, k}^2 + w_{i+1/2, k}^2} \end{aligned} \quad (2.47)$$

(e) 소스항

조파 source에 의한 source항의 이산화는 식 (2.48)과 같이 나타내어진다.

$$\frac{2V}{3} \left( \frac{\partial \mathbb{Y}_x S^*}{\partial x} \right)_{1+1/2, k} = \frac{2V}{3} \frac{\mathbb{Y}_{x_{i+1, k}} S_{i+1, k}^{*n} - \mathbb{Y}_{x_{i, k}} S_{i, k}^{*n}}{\delta x_{i+1/2}} \quad (2.48)$$

## 2) $z$ 방향의 운동방정식에 대한 이산화

식 (2.25)의  $z$ 방향에 대한 운동방정식도 이상과 같은 동일한 방법으로 이산화된다.

### (a) 이류항

$w_{i, k+1/2}$ 의 방향을 하측에서 상측으로 향하는 방향을 (+)의 방향으로 하여 방향에 따른 상류차분을 고려하면 이류항은 식 (2.49), (2.50)와 같이 된다.

$$\text{If } w_{i, k+1/2} > 0 \quad \text{then} \quad (\zeta_z)_{i, k+1/2} w_{i, k+1/2} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k} \quad (2.49)$$

$$\text{If } w_{i+1/2, k} < 0 \quad \text{then} \quad (\zeta_z)_{i, k+1/2} w_{i, k+1/2} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k+1} \quad (2.50)$$

이류항에 대한 중앙차분은 식 (2.51)과 같다.

$$\left( \zeta_z w \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k+1/2} = \frac{(\zeta_z w)_{i, k+1/2}}{\delta z_k + \delta z_{k+1}} \left[ \delta z_k \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k+1} + \delta z_{k+1} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k} \right] \quad (2.51)$$

$x$ 방향의 운동방정식의 이류항과 동일하게 이류항에 대한 상류차분과 중앙차분을 모두 고려하기 위한 매개변수  $\alpha$ 를 도입하여 다시 정리하면 식 (2.52)를 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
(\zeta_z)_{i,k+1/2} &= \frac{w_{i,k+1/2}}{\delta z_{a2}} \left[ \delta z_k \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+1} + \delta z_{k+1} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k} \right. \\
&\quad \left. + \alpha \operatorname{sgn}(w_{i,k+1/2}) \left\{ \delta z_{k+1} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k} - \delta z_k \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+1} \right\} \right] \quad (2.52)
\end{aligned}$$

$$\delta z_{a2} = \delta z_k + \delta z_{k+1} + \alpha \operatorname{sgn}(w_{i,k+1/2})(\delta z_{k+1} - \delta z_k) \quad (2.53)$$

이류항  $\left( \zeta_x u \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i,k+1/2}$  에 대해서도 동일한 차분 scheme을 적용하고  $(\zeta_x)_{i,k+1/2}$  과  $u_{i,k+1/2}$  은 유속  $w_{i,k+1/2}$  의 정의 위치에서 주변값의 평균치인 식 (2.54), (2.55)를 적용한다.

$$\begin{aligned}
(\zeta_x)_{i,k+1/2} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{\delta z_k (\zeta_x)_{i+1/2,k+1} + \delta z_{k+1} (\zeta_x)_{i+1/2,k}}{\delta z_k + \delta z_{k+1}} \right. \\
&\quad \left. + \frac{\delta z_k (\zeta_x)_{i-1/2,k+1} + \delta z_{k+1} (\zeta_x)_{i-1/2,k}}{\delta z_k + \delta z_{k+1}} \right\} \quad (2.54)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_{i,k+1/2} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{\delta z_k u_{i+1/2,k+1} + \delta z_{k+1} u_{i+1/2,k}}{\delta z_k + \delta z_{k+1}} \right. \\
&\quad \left. + \frac{\delta z_k u_{i-1/2,k+1} + \delta z_{k+1} u_{i-1/2,k}}{\delta z_k + \delta z_{k+1}} \right\} \quad (2.55)
\end{aligned}$$

#### (b) 압력항

체적공극율  $(\gamma_v)_{i,k+1/2}$  는 셀  $(i, k)$  와 셀  $(i, k+1)$  에서 체적공극율의 평균치를 사용하면 다음의 식으로 주어진다.

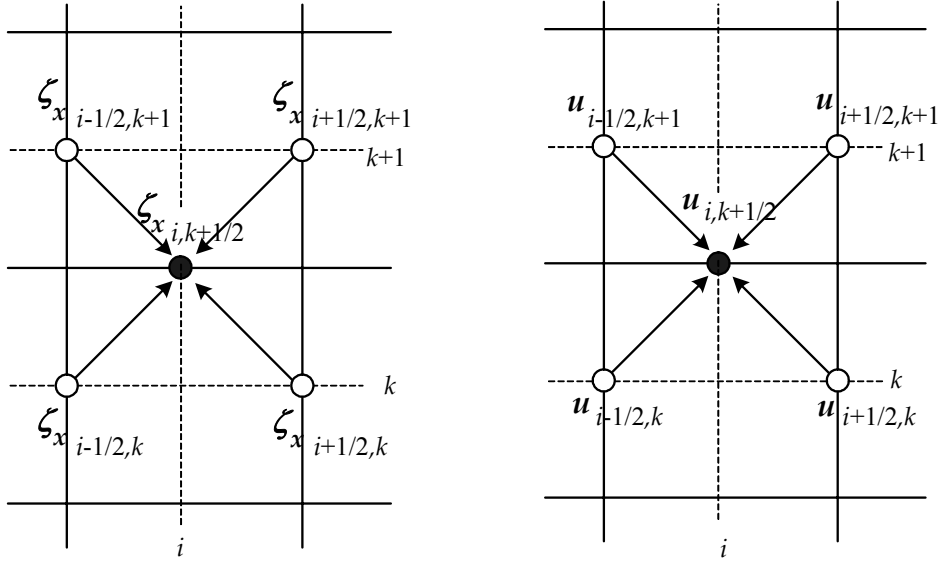


Fig. 2.10 Application of  $(\zeta_x)_{i,k+1/2}$  and  $u_{i,k+1/2}$ .

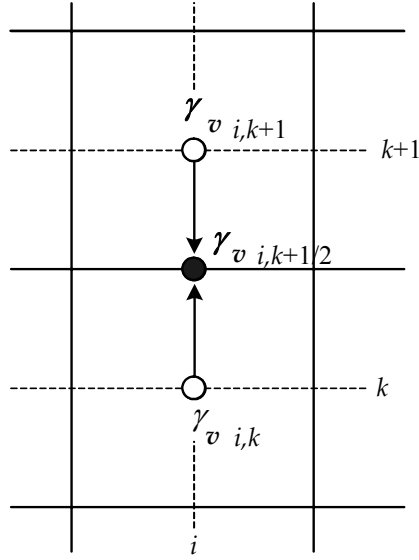


Fig. 2.11 Application of  $(\gamma_v)_{i,k+1/2}$ .

$$(\gamma_v)_{i,k+1/2} = \frac{\delta z_{k+1}(\gamma_v)_{i,k} + \delta z_k(\gamma_v)_{i,k+1}}{\delta z_k + \delta z_{k+1}} \quad (2.56)$$

체적공극율에 대해 식 (2.56)을 이용하고 압력에 대한 중앙차분을 고려하면 압력항의 이산화는 식 (2.57)과 같이 된다.

$$\left( \gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{i, k+1/2} = (\gamma_v)_{i, k+1/2} \frac{2}{\rho} \left( \frac{p_{i, k+1} - p_{i, k}}{\delta z_k + \delta z_{k+1}} \right) \quad (2.57)$$

### (c) 점성항

점성항  $\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right)_{i, k+1/2}$  은 공간에 대해 중앙차분을 적용하면 다음의 식으로 표현된다.

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right)_{i, k+1/2} = \begin{cases} 2\gamma \left( \gamma_z \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right)_{i, k+1/2} \\ 2\gamma \left[ \frac{1}{\delta z_{k+1/2}} \left\{ (\gamma_z)_{i, k+1} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k+1} - (\gamma_z)_{i, k} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k} \right\} \right] \end{cases} \quad (2.58)$$

여기서,  $(\gamma_z)_{i, k+1}$ ,  $(\gamma_z)_{i, k}$ 는 다음의 식과 같이 인접한 면적공극율의 평균치를 사용한다.

$$(\gamma_z)_{i, k+1} = \frac{1}{2} \{ (\gamma_z)_{i, k+1/2} + (\gamma_z)_{i, k+3/2} \} \quad (2.59)$$

$$(\gamma_z)_{i, k} = \frac{1}{2} \{ (\gamma_z)_{i, k+1/2} + (\gamma_z)_{i, k-1/2, k} \} \quad (2.60)$$

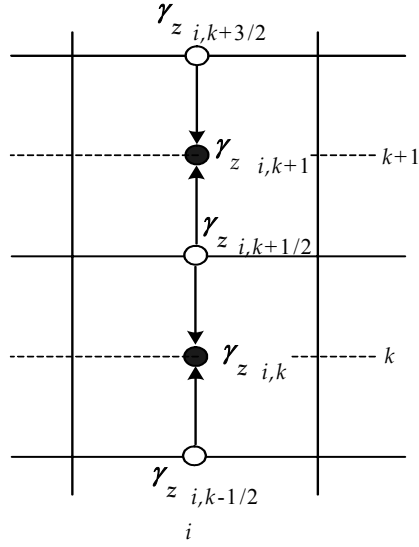


Fig. 2.12 Application of  $(y_z)_{i,k+1}$  and  $(y_z)_{i,k}$ .

동일하게,  $\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial y_x \tau_{xz}}{\partial x} \right)_{i,k+1/2}$  의 이산화식은 다음과 같다.

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial y_x \tau_{xz}}{\partial x} \right)_{i,k+1/2} = \begin{cases} v \left\{ y_x \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\}_{i,k+1/2} \\ v \frac{1}{\delta x_i} \left\{ \left( y_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2} + \left( y_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k+1/2} \right. \\ \left. - \left( y_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k-1/2} - \left( y_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k-1/2} \right\} \end{cases} \quad (2.61)$$

여기서,

$$\left( y_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2} = (y_x)_{i+1/2,k+1/2} \left( \frac{u_{i+1/2,k+1} - u_{i+1/2,k}}{\delta z_{k+1/2}} \right) \quad (2.62)$$

$$\left( \mathbb{Y}_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2} = (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k-1/2} \left( \frac{u_{i+1/2, k} - u_{i+1/2, k-1}}{\delta z_{k-1/2}} \right) \quad (2.63)$$

$$\left( \mathbb{Y}_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2} = (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k+1/2} \left( \frac{w_{i+1, k+1/2} - w_{i, k+1/2}}{\delta x_{i+1/2}} \right) \quad (2.64)$$

$$\left( \mathbb{Y}_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k-1/2} = (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k-1/2} \left( \frac{w_{i+1, k-1/2} - w_{i, k-1/2}}{\delta x_{i+1/2}} \right) \quad (2.65)$$

위의 식에서  $(\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k+1/2}, (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k-1/2}$ 는 식 (2.59), (2.60)과 동일하게 인접한 면적공극율의 평균치를 적용하면 다음과 같이 주어질 수 있다.

$$(\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k+1/2} = \frac{1}{2} \{ (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k} + (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k+1} \} \quad (2.66)$$

$$(\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k-1/2} = \frac{1}{2} \{ (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k} + (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k-1} \} \quad (2.67)$$

#### (d) 항력항

항력항  $\left\{ \frac{1}{2\delta z} \rho C_D (1 - \mathbb{Y}_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \right\}_{i, k+1/2}$ 의 이산화에서 문제로 되는 항은  $x$ 방향의 항력항과 동일하게  $x$ 방향의 속도인  $u_{i, k+1/2}$ 이다.  $u_{i, k+1/2}$ 의 값에 대해 식 (2.55)의 결과를 적용하면 항력항의 이산화는 식 (2.68)과 같다.

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{1}{2\delta z} \rho C_D (1 - \mathbb{Y}_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \right\}_{i, k+1/2} \\ &= \frac{\rho}{2\delta z_{k+1/2}} C_D (1 - (\mathbb{Y}_z)_{i, k+1/2}) w_{i, k+1/2} \sqrt{u_{i, k+1/2}^2 + w_{i, k+1/2}^2} \end{aligned} \quad (2.68)$$

(e) 소스항

소스항에 대해서도 동일하게 공간에 대해 중앙차분을 적용하면 식 (2.69)과 같다.

$$\frac{2V}{3} \left( \frac{\partial \mathbb{V}_z S^*}{\partial x} \right)_{1, k+1/2} = \frac{2V}{3} \frac{\mathbb{V}_{z, i, k+1} S_{i, k+1}^{*n} - \mathbb{V}_{z, i, k} S_{i, k}^{*n}}{\delta z_{k+1/2}} - (\lambda w)_{i, k+1/2}^n \quad (2.69)$$

이상의  $n\delta t$  시간에 대한 각 방향의 이류항, 압력항, 점성항 및 소스항에 대한 이산화식을 식 (2.24)와 식 (2.25)에 대입하면 다음의 식 (2.70)과 식 (2.71)과 같이 각 방향에 대해 이산화된 운동방정식을 얻을 수 있다.

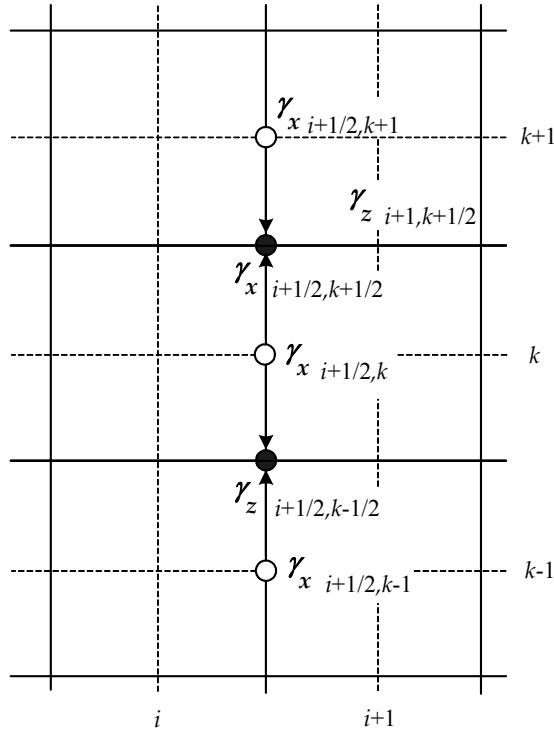


Fig. 2.13 Application of  $(\mathbb{V}_x)_{i+1/2, k+1/2}$  and  $(\mathbb{V}_x)_{i+1/2, k-1/2}$ .



$$u_{i+1/2,k}^{n+1} = u_{i+1/2,k}^n + \frac{\delta t}{(\zeta_v)_{i+1/2,k}} [PREX^n - ADUX^n - ADUZ^n + VISX^n + SWX^n] \quad (2.70)$$

$$w_{i,k+1/2}^{n+1} = w_{i,k+1/2}^n + \frac{\delta t}{(\zeta_v)_{i,k+1/2}} [-g_{z-} - PREZ^n - ADWX^n - ADWZ^n + VISZ^n + SWZ^n] \quad (2.71)$$

여기서,  $PREX, PREZ$ 는 각각  $x$ 와  $z$ 방향의 압력항을,  $ADWX, ADWZ$ 는 이류항을  $VISX, VISZ$ 는 점성항을,  $SWX, SWZ$ 는 소스항을 나타내며, 이러한 항들을 다음과 같이 주어진다.

$$PREX^n = (\gamma_v)_{i+1/2,k} \frac{1}{\rho} \left( \frac{p_{i+1,k} - p_{i,k}}{\delta x_{i+1/2}} \right) \quad (2.72)$$

$$ADUX^n = (\zeta_x)_{i+1/2,k} \frac{u_{i+1/2,k}}{\delta x_{a1}} \left[ \delta x_i \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k} + \delta x_{i+1} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k} + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2,k}) \left\{ \delta x_{i+1} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k} - \delta x_i \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k} \right\} \right] \quad (2.73)$$

$$ADUZ^n = (\zeta_z)_{i+1/2,k} \frac{w_{i+1/2,k}}{\delta z_{a1}} \delta z_{k-1/2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2} + \delta z_{k+1/2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k-1/2} + \alpha \operatorname{sgn}(w_{i+1/2,k}) \cdot \left\{ \delta z_{k+1/2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k-1/2} - \delta z_{k-1/2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2} \right\} \quad (2.74)$$

$$\begin{aligned}
VISX^n = & 2^v \left[ \frac{1}{\delta x_{i+1/2}} \left\{ (\mathbb{Y}_x)_{i+1,k} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k} - (\mathbb{Y}_x)_{i,k} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k} \right\} \right] \\
& + {}^v \frac{1}{\delta z_k} \left\{ \left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2} + \left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k+1/2} \right. \\
& \left. - \left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k-1/2} - \left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k-1/2} \right\}
\end{aligned} \tag{2.75}$$

$$SWX^n = \frac{2^v}{3} \frac{\mathbb{Y}_{x_{i+1,k}} S_{i+1,k}^{*n} - \mathbb{Y}_{x_{i,k}} S_{i,k}^{*n}}{\delta x_{i+1/2}} \tag{2.76}$$

$$PREZ^n = (\mathbb{Y}_v)_{i,k+1/2} \frac{1}{p} \left( \frac{p_{i,k+1} - p_{i,k}}{\delta z_{k+1/2}} \right) \tag{2.77}$$

$$\begin{aligned}
ADWX^n = & (\mathbb{Y}_x)_{i,k+1/2} \frac{u_{i,k+1/2}}{\delta x_{\alpha 2}} \delta x_{i-1/2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k+1/2} \\
& + \delta x_{i+1/2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i-1/2,k+1/2} + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i,k+1/2}) \\
& \cdot \left\{ \delta x_{i+1/2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i-1/2,k+1/2} - \delta x_{i+1/2,k+1/2} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+1} \right\}
\end{aligned} \tag{2.78}$$

$$\begin{aligned}
ADWZ^n = & (\mathbb{Y}_z)_{i,k+1/2} \frac{w_{i,k+1/2}}{\delta z_{\alpha 2}} \left[ \delta z_k \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+1} + \delta z_{k+1} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k} \right. \\
& \left. + \alpha \operatorname{sgn}(w_{i,k+1/2}) \left\{ \delta z_{k+1} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k} - \delta z_k \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+1} \right\} \right]
\end{aligned} \tag{2.79}$$

$$\begin{aligned}
VISZ^n = & 2^V \left[ \frac{1}{\delta z_{k+1/2}} \left\{ (\mathbb{Y}_z)_{i,k+1} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+1} - (\mathbb{Y}_z)_{i,k} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k} \right\} \right] \\
& + {}^V \frac{1}{\delta x_i} \left\{ \left( \mathbb{Y}_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2} + \left( \mathbb{Y}_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k+1/2} \right. \\
& \left. - \left( \mathbb{Y}_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k-1/2} - \left( \mathbb{Y}_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k-1/2} \right\}
\end{aligned} \tag{2.80}$$

$$SWZ^n = \frac{2^V}{3} \frac{{}^V z_{i,k+1} S_{i,k+1}^{*n} - {}^V z_{i,k} S_{i,k}^{*n}}{\delta z_{k+1/2}} - (\lambda w)_{i,k+1/2}^n \tag{2.81}$$

여기서,

$$\left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2} = (\mathbb{Y}_z)_{i+1/2,k+1/2} \left( \frac{u_{i+1/2,k+1} - u_{i+1/2,k}}{\delta z_{k+1/2}} \right) \tag{2.82}$$

$$\left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k-1/2} = (\mathbb{Y}_z)_{i+1/2,k-1/2} \left( \frac{u_{i+1/2,k} - u_{i+1/2,k-1}}{\delta z_{k-1/2}} \right) \tag{2.83}$$

$$\left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k+1/2} = (\mathbb{Y}_z)_{i+1/2,k+1/2} \left( \frac{w_{i+1,k+1/2} - w_{i,k+1/2}}{\delta x_{i+1/2}} \right) \tag{2.84}$$

$$\left( \mathbb{Y}_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k-1/2} = (\mathbb{Y}_z)_{i+1/2,k-1/2} \left( \frac{w_{i+1,k-1/2} - w_{i,k-1/2}}{\delta x_{i+1/2}} \right) \tag{2.85}$$

$$(\mathbb{Y}_z)_{i+1/2,k+1/2} = \frac{1}{2} \{ (\mathbb{Y}_z)_{i,k+1/2} + (\mathbb{Y}_z)_{i+1,k+1/2} \} \tag{2.86}$$

$$(\mathbb{Y}_z)_{i+1/2,k-1/2} = \frac{1}{2} \{ (\mathbb{Y}_z)_{i,k-1/2} + (\mathbb{Y}_z)_{i+1,k-1/2} \} \tag{2.87}$$

$$\left( \mathbb{Y}_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2} = (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k+1/2} \left( \frac{u_{i+1/2, k+1} - u_{i+1/2, k}}{\delta z_{k+1/2}} \right) \quad (2.88)$$

$$\left( \mathbb{Y}_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2} = (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k-1/2} \left( \frac{u_{i+1/2, k} - u_{i+1/2, k-1}}{\delta z_{k-1/2}} \right) \quad (2.89)$$

$$\left( \mathbb{Y}_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2} = (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k+1/2} \left( \frac{w_{i+1, k+1/2} - w_{i, k+1/2}}{\delta x_{i+1/2}} \right) \quad (2.90)$$

$$\left( \mathbb{Y}_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k-1/2} = (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k-1/2} \left( \frac{w_{i+1, k-1/2} - w_{i, k-1/2}}{\delta x_{i+1/2}} \right) \quad (2.91)$$

$$(\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k+1/2} = \frac{1}{2} \{ (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k} + (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k+1} \} \quad (2.92)$$

$$(\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k-1/2} = \frac{1}{2} \{ (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k} + (\mathbb{Y}_x)_{i+1/2, k-1} \} \quad (2.93)$$

### 2.1.6 SOLA Scheme

식 (2.3)과 식(2.4)의 운동방정식을 이산화한 차분근사식 (2.70)과 식 (2.71)에 의해 시간  $n\delta t$ 에서 유속과 압력 등의 값으로부터 얻어지는 시간  $(n+1)\delta t$ 에서 유속  $u_{i+1/2, k}^{n+1}$ 과  $w_{i, k+1/2}^{n+1}$ 이 연속방정식을 만족하도록 다시 압력을 적절히 조절할 필요가 있다. 즉, 식 (2.94)의 발산  $D_{i, k}$ 가  $D_{i, k}=0$ 이 되도록 유속  $u^{n+1}$ ,  $w^{n+1}$ 과 압력  $p^{n+1}$ 을 계산한다.

$$D_{i,k} = \left[ \frac{(\sum_x u)_{i+1/2,k}^{n+1} - (\sum_x u)_{i-1/2,k}^{n+1}}{\delta x_i} + \frac{(\sum_z w)_{i,k+1/2}^{n+1} - (\sum_z w)_{i,k-1/2}^{n+1}}{\delta z_k} - S_{i,k}^{*n+1} \right] \quad (2.94)$$

식 (2.94)에 있어서,  $D_{i,k} < 0$ 의 경우는 셀 내로 질량이 유입된다는 것을 의미한다. 따라서,  $D_{i,k} < 0$ 의 경우는 셀 내의 압력  $p_{i,k}$ 를 증가시켜 질량의 유입을 차단하여야 하고, 역으로  $D_{i,k} > 0$ 일 경우에는 질량이 유입되도록 압력  $p_{i,k}$ 를 감소시켜야 한다. 여기서,  $D_{i,k}$ 는 압력  $p_{i,k}$ 의 함수로써 식 (2.95)와 같이 고려될 수 있다.

$$D_{i,k} = D(p_{i,k}) \quad (2.95)$$

식 (2.95)의  $D(p_{i,k}) = 0$ 의 해를 구하기 위하여 Fig. 2.14에 제시한 Newton-Raphson법을 적용한다.

Fig. 2.14에서  $D(p_{i,k})$ 의 그래프상 점  $[p_{i,k}^m, D(p_{i,k}^m)]$ 에서 접선과  $p_{i,k}$  축과의 교점의 좌표를  $p_{i,k}^{m+1}$  이라고 하면 식 (2.96)을 얻을 수 있다.

$$\left( \frac{\partial D(p_{i,k}^m)}{\partial p_{i,k}} \right) = - \frac{D(p_{i,k}^m)}{p_{i,k}^{m+1} - p_{i,k}^m}, \quad (m = 1.2.3. \dots) \quad (2.96)$$

식 (2.96)을 정리하면 다음과 같이 표현된다.

$$\delta p_{i,k}^m = p_{i,k}^{m+1} - p_{i,k}^m = - D(p_{i,k}^m) \left( \frac{\partial D(p_{i,k}^m)}{\partial p_{i,k}} \right)^{-1} \quad (2.97)$$

여기서, 첨자  $m$ 은  $m$ 번째의 반복계산을 나타낸다.

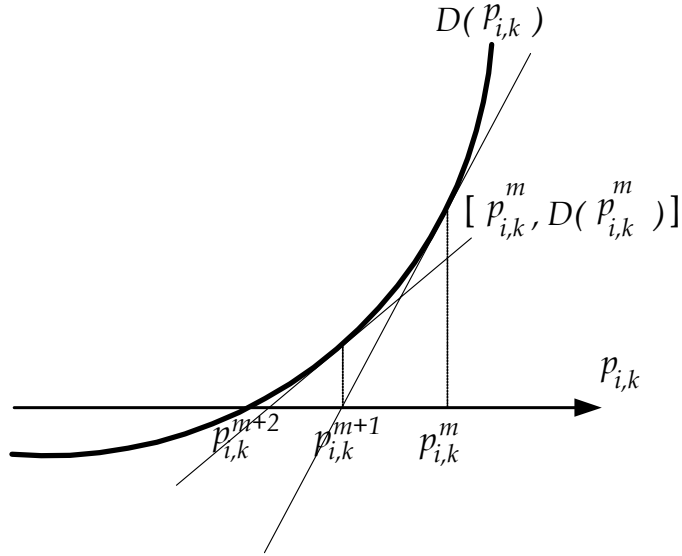


Fig. 2.14 Newton-Raphson method.

식 (2.97)은 식 (2.96)에 의해 발산  $D_{i,k}^m$ 가 계산되었을 때에 조정되어야 하는 압력의 값을 나타내며, 운동방정식 (2.70), (2.71)에 의해 산정된  $u^{n+1}, w^{n+1}$ 을 식 (2.96)에 대입하여 발산  $D_{i,k}^m$ 를 구하고, 압력  $p_{i,k}$ 로 편미분하면 식 (2.97)은 다음과 같이 주어진다.

$$\delta p_{i,k} = D_{i,k} \beta \quad (2.98)$$

여기서,

$$\beta = \frac{\rho \omega}{2\delta t (\zeta_{i+1/2} + \zeta_{i-1/2} + \zeta_{k+1/2} + \zeta_{k-1/2})} \quad (2.99)$$

$$\zeta_{i+1/2} = \frac{(\gamma_x)_{i+1/2,k}}{\delta x_i (\delta x_{i+1} + \delta x_i)} \quad (2.100)$$

$$\widehat{\xi}_{i-1/2} = \frac{(\mathbb{Y}_x)_{i-1/2,k}}{\delta x_i(\delta x_i + \delta x_{i-1})} \quad (2.101)$$

$$\widehat{\xi}_{i+1/2} = \frac{(\mathbb{Y}_z)_{i,k+1/2}}{\delta z_k(\delta z_{k+1} + \delta z_k)} \quad (2.102)$$

$$\widehat{\xi}_{i-1/2} = \frac{(\mathbb{Y}_x)_{i+1/2,k}}{\delta z_k(\delta z_k + \delta z_{k-1})} \quad (2.103)$$

여기서, 식 (2.99)의  $\omega$ 는 수렴시간을 단축시키기 위한 가속계수로 본 계산에서는  $\omega = 1.7$ 을 적용하였다.

식 (2.98)에 의해  $\delta p_{i,k}^m$ 이 계산되면 발산  $D(p_{i,k}^m) = 0$ 으로 하는 유속  $u^{m+1}$ ,  $w^{m+1}$ 은 다음의 식들로 산정될 수 있다.

$$p_{i,k}^{m+1} = p_{i,k}^m + \delta p_{i,k}^m \quad (2.104)$$

$$u_{i+1/2,k}^{m+1} = u_{i+1/2,k}^m + \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta x_{i+1/2}] \quad (2.105)$$

$$u_{i-1/2,k}^{m+1} = u_{i-1/2,k}^m - \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta x_{i-1/2}] \quad (2.106)$$

$$w_{i,k+1/2}^{m+1} = w_{i,k+1/2}^m + \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta z_{k+1/2}] \quad (2.107)$$

$$w_{i,k-1/2}^{m+1} = w_{i,k-1/2}^m - \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta z_{k-1/2}] \quad (2.108)$$

위의 계산은 계산영역의 모든 셀에서 발산  $D(p_{i,k})$ 의 수렴판정기준을 만족할 때

까지 반복 수행된다. 본 연구에서는 수렴판정기준을  $\varepsilon_p = 1.0 \times 10^{-3}$ 으로 하여 계산을 수행하는 것으로 하였다.

## 2.2 VOF법에 의한 자유표면의 추적

### 2.2.1 자유표면의 수치계산을 위한 모델

자유표면을 수치계산으로 결정할 때에 유속이나 압력은 격자점의 함수로 주어지므로 다음의 사항에 주의할 필요가 있다.

- 자유표면을 수치적으로 어떻게 표현할 것인가?
- 표면의 시간적인 변화나 거동을 어떤 방법으로 정확하게 산정할 수 있는가?
- 표면에서의 경계조건을 어떻게 취급할 것인가?

지금까지의 자유표면 위치를 결정하는 방법은 크게 2가지로 분류될 수 있다. 그 하나는 유체와 동시에 이동하는 Lagrange좌표계를 사용하는 것이고, 다른 하나는 자유표면의 위치를 추적하기 위하여 특별히 고안된 모델을 이용하는 것이다.

#### (1) 좌표계에 의한 방법

Lagrange좌표계를 이용하는 방법은 차분근사로 계산할 경우에 셀 내의 질량이나 에너지 등이 보존되어 체적력 등의 힘을 쉽게 정의할 수 있고, 셀의 운동을 계산하는 것도 비교적 간단할 뿐 아니라, 자유표면의 위치도 명료하게 계산된다는 장점이 있지만 격자간의 상대적 위치가 변하고, 격자형상이 현저히 왜곡될 경우에 계산이 불안정하게 되어 정도가 떨어진다고 하는 단점을 지니고 있다

#### (2) 유체면 위치의 추적모델을 이용하는 방법

자유표면 위치의 추적모델을 이용하는 방법에는 높이함수를 이용하는 방법, marker 입자에 의한 방법, 그리고 VOF법에 의한 방법 등이 있다. 일반적으로 높이함수를 이



용하는 방법은 유체변형이 크게 되는 경우나 동일한 방향에 복수의 자유표면이 존재하는 경우에는 적용될 수 없으므로 파동장의 계산에는 적합하지 않다. 그리고, MAC 법으로 알려진 marker입자에 의한 방법은 유체면의 위치를 직접 정의하는 대신에 유체영역에 marker입자를 분산시켜 marker입자를 포함하는 영역과 포함하지 않는 영역 간의 경계에서 자유표면을 정의하는 방법이다. 이와 같이 marker입자를 이용한 자유표면의 계산은 marker입자의 궤적으로부터 자유표면형상을 결정하므로 계산상의 제약이 없는 장점 때문에 많이 이용되어져 왔다. 그러나, 계산이 진행됨에 따라 marker입자의 위치가 서로 떨어져 가는 경우에 새로운 marker입자를 발생시키지 않으면 자유표면의 위치를 정확하게 나타낼 수 없으므로 입자수가 기하급수적으로 증대될 염려가 있으며, 또한 자유표면의 위치를 계산할 때에 많은 계산시간과 큰 기억용량을 필요로 하므로 3차원으로 확장이 어렵다.

마지막으로, 본 연구에서 채용하고 있는 수법으로, marker입자법의 장점을 가지면서 marker입자법의 단점인 계산의 번잡성을 제거하고 3차원으로 확장이 용이한 Hirt와 Nichols (1981)에 의한 VOF법이 있다.

## 2.2.2 VOF함수의 유도

2차원 공간을 운동하는 유체입자에 대해 임의의 함수  $T(x, z, t) = 0$ 이 변하는 경우에 최초의 위치  $(x, z)$ 에 있는 입자가 운동하여  $t + \delta t$ 에  $(x + u\delta t, z + w\delta t)$ 로 이동하였다면 함수  $T(x, z, t)$ 는 식 (2.109)로 표현될 수 있다.

$$T(x + u\delta t, z + w\delta t) = T + u\delta t \frac{\partial T}{\partial x} + w\delta t \frac{\partial T}{\partial z} + \delta t \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.109)$$

또한,  $T(x, z, t) = 0$ 이므로 다음의 식이 성립된다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (2.110)$$

여기서,  $T(x, z, t) \cong F(x, z, t) - 1 = 0$ 로 근사시키면 다음의 식과 같은 VOF함수의 이류방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + w \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (2.111)$$

식 (2.111)에 정의된 함수  $F(x, z, t)$ 는 점  $(x, z)$ 가 유체에 포함된 경우는  $F(x, z, t)=1$ 로 주어지며, 이는 점  $(x, z)$ 의 근방이 유체영역이라는 것을 의미하고, 반대로  $F(x, z, t)=0$ 은 기체상태이라는 것을 의미한다.

식 (2.111)을 초기상태  $t=0$ 에서  $F(x, z, t)=1$ 을 만족하는 점에 대해 계산을 수행하면 유체상태에 있어서 대부분의 점의 시간거동을 표현할 수 있다. 여기서, VOF함수는 자유수면의 위치가  $F=1$ 과  $F=0$ 인 점의 사이에 있는 영역에 존재한다는 것 이외에는 특별한 물리적인 의미를 가지지는 않는다.

여기서, 유체를 비압축성으로 가정하였으므로 식 (2.111)에 식 (2.1)을 적용하면 식 (2.112)와 같은 보존형의 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial Fu}{\partial x} + \frac{\partial Fw}{\partial z} = FS^* \quad (2.112)$$

식 (2.112)의  $F$ 를 일정한 값을 갖는 물리량, 즉 유체의 체적율로 고려하면 식 (2.112)는 유체영역에서만 정의되는 식이 아닌 기체상태의 영역까지 포함하는 전 영역으로 적용이 가능한 식으로 된다. 또한,  $F$ 의 값으로써  $0 \leq F \leq 1$ 을 취할 수 있다.

### 2.2.3 VOF함수에 의한 자유수면의 모델링

식 (2.112)으로 표현된 VOF함수의 이류방정식으로부터 각 셀에서 VOF함수  $F$ 의 값을 알 수 있고, 각 셀에서 VOF함수  $F$ 의 값으로부터 Fig. 2.15에 나타낸 바와 같이

$F=0$ 일 때 기체셀,  $F=1$ 일 때 유체(액체)셀,  $0 < F < 1$ 일 때 표면셀로 판단할 수 있기 때문에 자유수면의 추적이 가능하게 된다.

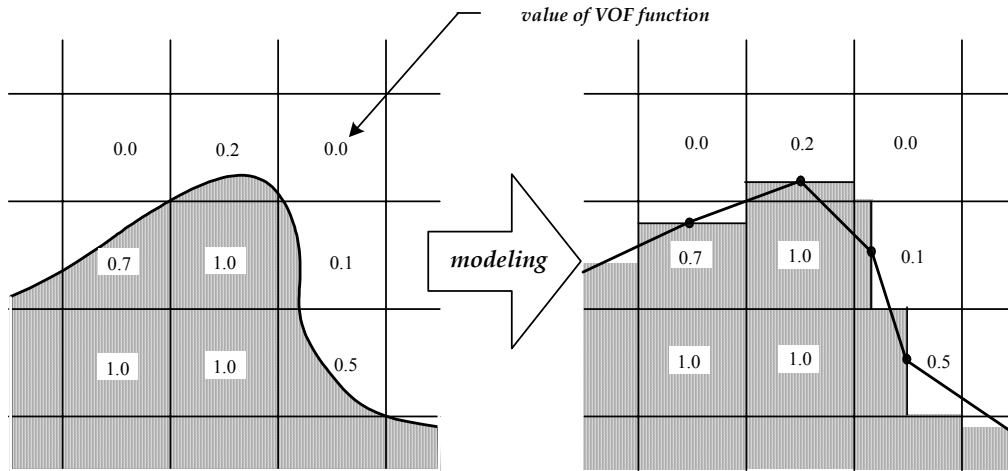


Fig. 2.15 Modeling of free surface.

## 2.2.4 VOF함수에 의한 자유수면의 판정

전술한 바와 같이 VOF함수  $F$ 가  $0 < F < 1$ 의 범위에 있는 경우를 표면셀이라고 판단하면 경계조건의 처리 등에 계산이 복잡해지고 계산이 불안정할 수 있기 때문에 표면셀은 기체셀과 유체셀 사이에 존재한다는 가정을 부과한다. 따라서, Fig. 2.16(a)와 Fig. 2.16(b)는 VOF함수  $F$ 의 값으로부터는 표면셀로 판단될 수 있지만 표면셀에 대한 가정을 만족하고 있지 않으므로 Fig. 2.16(a)의 경우는 표면셀을 유체셀로 간주하고, Fig. 2.16(b)의 경우는 표면셀을 기체셀로 간주한다. 이러한 표면셀의 가정으로 인해 유속과 압력의 경계조건이 명확히 되므로 계산의 안정을 도모할 수 있다.

이상과 같이 셀이 판정되면 표면셀에 대해 자유수면의 방향을 나타내는  $RF$ 를 결정한다.  $RF$ 의 결정은 표면셀 주변의 VOF함수를 산정하여 VOF함수의 합이 최대인 방향, 즉 유체가 많이 분포된 방향을 실제의 자유수면 형상에 가까운 것으로 판정하는 VOF함수 값에 의한 방법을 이용한다. 즉, 셀  $(i, k)$ 에 대해서  $x$ 의 (-)방향에 있

는 유체의 양  $FZ_{i-1,k}$  (+)방향의 유체의 양  $FZ_{i+1,k}$   $z$ 의 (-)방향에 있는 유체의 양  $FX_{i,k+1}$  (+)방향의 유체의 양  $FX_{i,k-1}$ 를 얻은 후 가장 큰 값을 갖는 방향을 자유수면의 방향으로 결정한다.

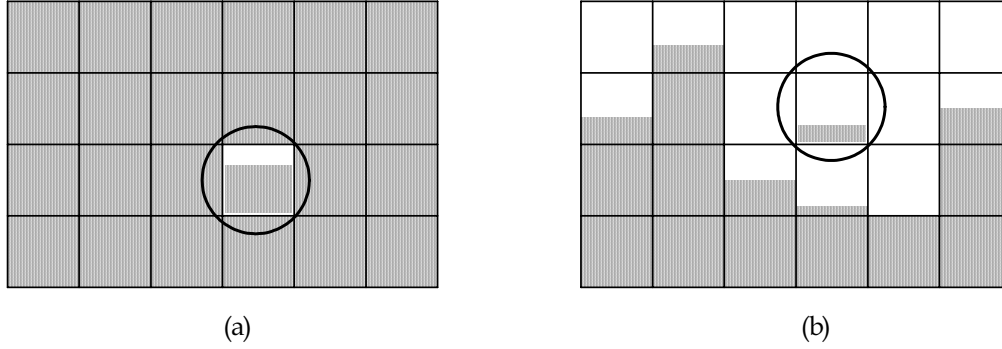


Fig. 2.16 Exception to the classification of cells.

$$FX_{i,k} = F_{i-1,k} + F_{i,k} + F_{i+1,k} \quad (2.113)$$

$$FZ_{i,k} = F_{i,k-1} + F_{i,k} + F_{i,k+1} \quad (2.114)$$

Fig. 2.17과 같이 표면셀  $(i, k)$ 는 Fig. 2.17(a)와 Fig. 2.17(b)의 2가지 경우로 한정된다. 식 (2.113), (2.114)로부터 각 방향의 유체량을 산정하면 표면셀의 자유수면 방향은 Fig. 2.17(a)로 판정된다는 것을 알 수 있다.

이상으로부터 셀 분류방법을 Table 2.1에 종합적으로 나타낸다.

Table 2.1 Determination of the free surface orientation

$RF$	셀분류	셀의 상태
0	유체셀	셀이 유체로 채워져 있고 인접한 기체셀이 없다.
1	표면셀	표면이 $x$ 축에 수직이고 유체셀이 $x$ 의 (-)방향에 존재한다.
2	표면셀	표면이 $x$ 축에 수직이고 유체셀이 $x$ 의 (+)방향에 존재한다.
3	표면셀	표면이 $z$ 축에 수직이고 유체셀이 $z$ 의 (-)방향에 존재한다.
4	표면셀	표면이 $z$ 축에 수직이고 유체셀이 $z$ 의 (+)방향에 존재한다.
6	기체셀	셀이 기체로 채워져 있고 인접한 유체셀이 없다.

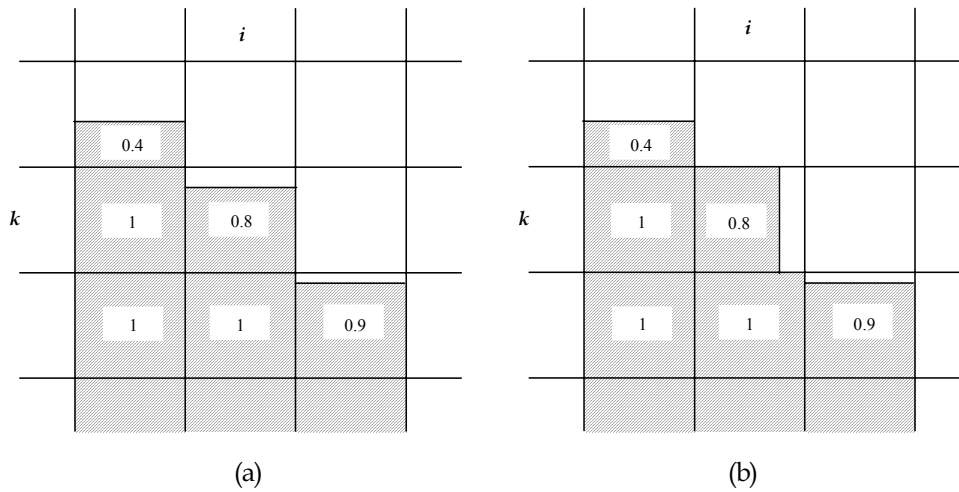


Fig. 2.17 Evaluation of free surface shape.

## 2.2.5 VOF함수의 수치계산

Fig. 2.4에 나타낸 엇갈린격자를 이용하여 식 (2.4)를 시간항에 대해 전진차분근사를, 이류항에 대해서 중앙차분근사를 적용하면 다음의 식 (2.115)가 얻어진다.

$$\begin{aligned}
F_{i,k}^{n+1} = & F_{i,k}^n - \frac{\delta t}{(\gamma_v)_{i,k}} \left[ \frac{1}{\delta x_i} \left\{ (\gamma_x)_{i+1/2,k} u_{i+1/2,k}^{n+1} F_{i+1/2,k} \right. \right. \\
& - (\gamma_x)_{i-1/2,k} u_{i-1/2,k}^{n+1} F_{i-1/2,k} \left. \right\} \\
& + \frac{1}{\delta z_k} \left\{ (\gamma_z)_{i,k+1/2} w_{i,k+1/2}^{n+1} F_{i,k+1/2} \right. \\
& \left. \left. - (\gamma_z)_{i,k-1/2} w_{i,k-1/2}^{n+1} F_{i,k-1/2} \right\} - F_{i,k}^n S_{i,k}^{*n+1} \right]
\end{aligned} \tag{2.115}$$

SOLA scheme으로 구한 각 방향의 유속을 식 (2.15)에 대입하면 각 셀에서 VOF함수  $F$ 를 계산할 수 있다. 그러나, 실제 계산에 있어서 문제로 되는 것은 수치확산이다. VOF함수  $F$ 의 이류는 유체의 체적율에 대한 이류이므로 수치확산 때문에 자유수면이 불분명하게 된다. 따라서, 본 연구에서는 수치확산을 방지하기 위하여 Hirt와 Nichols(1981)가 VOF함수의 이류계산에 사용한 donor-acceptor법을 적용하였다. donor-acceptor법은 이류면에서의 VOF함수  $F_{AD}$ 의 값이 donor셀(상류측 셀)과 acceptor셀(하류측 셀)에서  $F$ 값에 의해서 결정되는 방법으로 acceptor셀의 자유수면 형상과 이류로 운반되는 유체형상의 연속성에 의해  $F_{AD}$ 가 결정된다.

Fig. 2.18에서 donor셀과 acceptor셀의 경계인 이류면에서 유속을  $u$ 로 하면  $V = u \cdot \delta t$ 는  $\delta t$ 시간 동안에 donor셀로부터 acceptor셀로 수송되는 이류량이 된다. Fig. 2.18(a)에 나타낸 바와 같이 이류면  $AD$ 와 donor셀의 표면이 수직인 경우에는 이류면에 있어서 VOF함수  $F_{AD}$ 의 값이 donor셀의  $F_D$ 의 값과 일치한다. 반대로, Fig. 2.18(b), (c)와 같이 이류면과 donor셀의 표면이 수평인 경우는 이류면에 있어서 VOF함수  $F_{AD}$ 의 값은 acceptor셀의  $F_A$ 의 값으로 결정된다.

그러나, donor셀에 acceptor셀로 이류시킬 충분한 기체나 유체가 없는 Fig. 2.19(a)의 경우는 이류면에서  $F_{AD}$ 를  $F_A$ 로 취하면  $\delta t$ 시간 동안에 donor셀로부터 acceptor셀로 수송되는 기체의 이류량인  $(1 - F_A)V$ 는 acceptor셀이 보유하고 있는 기체량  $(1 - F_D)\delta x_D$ 보다 많은 기체가 이류하게 되고, Fig. 2.19(b)의 경우는

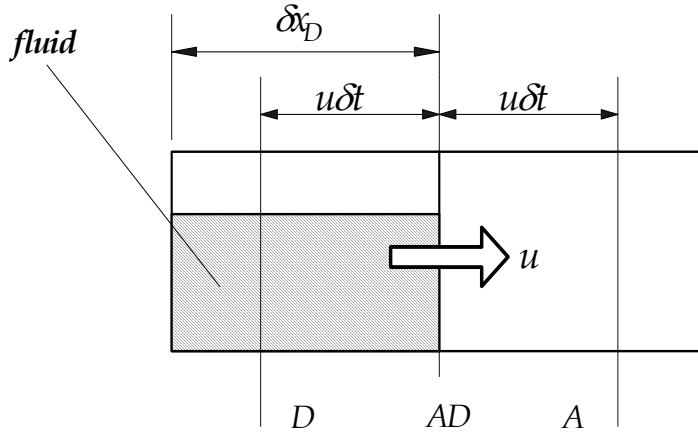
acceptor셀이 보유한 유체량  $F_D \delta x_D$ 보다 많은 유체량이 이류되는 이상한 결과를 초래하게 된다.

따라서, Fig. 2.19(a)의 경우는 기체의 부족분으로 기체를 대신하여 유체를 이류시키고, 반대로 Fig. 2.17(b)의 경우는 유체의 부족분으로 유체를 대신하여 기체를 이류시켜야 한다. 이상을 모두 고려한 이류면에서의 VOF함수  $F_{AD}$ 는 다음과 같이 표현될 수 있다.

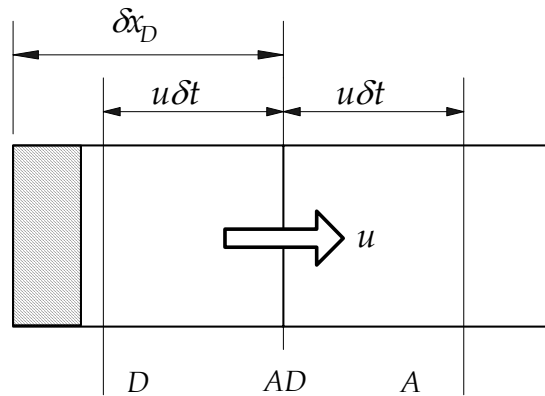
$$F_{AD} (\gamma_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k}^{n+1} \delta t$$

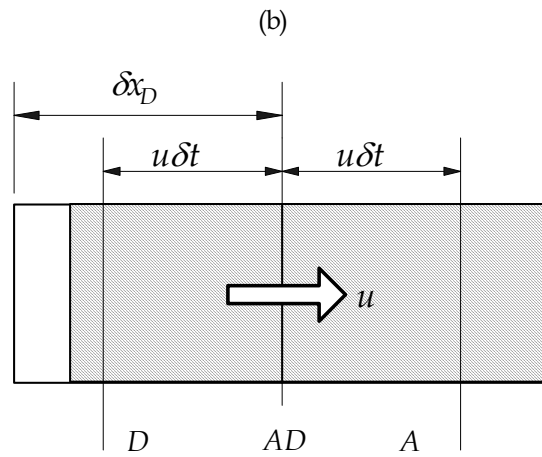
$$= \text{sgn}((\gamma_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k}^{n+1}) \text{MIN}\{F_{AD} | (\gamma_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k} \delta t + CF, F_D \delta x_D (\gamma_v)_D\}$$

(2.116)



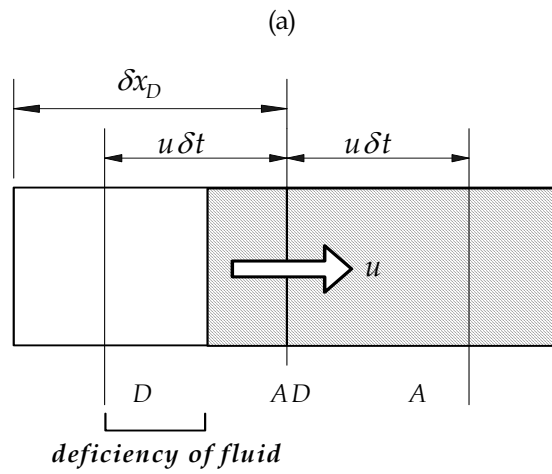
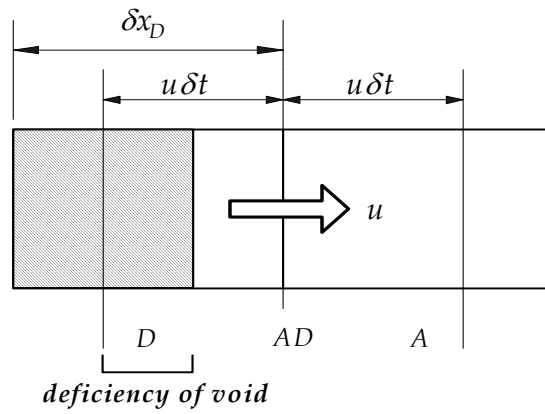
(a)





(c)

Fig. 2.18 Advection method of VOF function.





(b)

Fig. 2.19 Exception of advection computation.

$$CF = \text{MAX}\{ (F_{DM} - F_{AD}) | (\gamma_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k}^{n+1} \delta t - (F_{DM} - F_D) \delta x_D (\gamma_v)_D, 0.0 \} \quad (2.117)$$

여기서, 식 (2.116)의  $\text{MIN}$ 은 donor셀이 보유하고 있는 유체 이상의 유체가 acceptor셀로 이루어지는 것을 방지하게 되고, 식 (2.117)의  $\text{MAX}$ 는 acceptor셀이 보유하고 있는 기체 이상의 기체가 donor셀로부터 이루어지는 것을 방지하게 된다.

식 (2.116), (2.117)을 식 (2.115)에 대입하면 새로운 시간 스텝에서의 VOF함수  $F$ 값을 산정할 수 있다.

## 2.3 경계조건

### 2.3.1 자유표면에서의 경계조건

자유수면에서의 경계조건으로는 다음에 기술하는 유속과 압력의 경계조건이 있다.

#### (1) 유속경계조건

표면셀의 경계면에 정의된 유속 중에 운동방정식의 계산영역은 유체셀과 접하는 경계면이다. 따라서, 표면셀과 표면셀, 기체셀과 기체셀의 사이에 있는 경계면의 유속은 경계조건에 의해 결정되어야 한다.

표면에 수평한 유속은 표면셀의  $RF$ 가 나타나는 방향의 유체셀 경계면에서 유속을 취한다. 예로, Fig. 2.20과 같은 표면셀  $(i, k+1)$ 은  $RF=3$ 으로 셀의 아래쪽 방향에 유체셀이 존재하므로 표면셀에서 표면과 수평한 유속  $u_{i+1/2, k+1}$ 은 SOLA

scheme의 반복계산으로부터 구한 유속  $u_{i+1/2,k}$ 의 값을 표면셀  $(i, k+1)$ 에서 수평방향의 유속  $u_{i+1/2,k+1}$ 로 취한다.

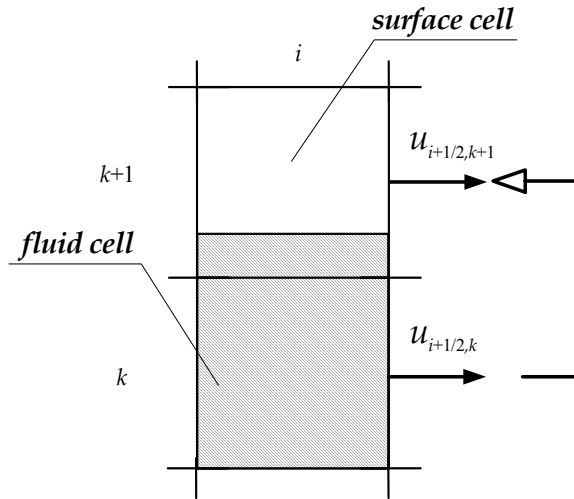


Fig. 2.20 Velocity boundary condition.

표면에 수직한 유속은 표면셀의 형태에 따라 기체가 있는 방향의 셀 경계면 유속에 대해서 VOF함수  $F$ 의 이류를 계산할 때 표면셀에서 연속방정식이 만족되도록 결정된다.

## (2) 압력경계조건

$RF$ 에 의해 표면셀의 방향이 결정되고, VOF함수  $F$ 값에 의해 표면위치가 결정되지만 표면셀에 있어서 압력이 정의되는 위치와 실제의 자유수면의 위치와 다를 수 있다. 따라서, Fig. 2.21에서 나타내는 바와 같이 표면셀에서 압력의 정의위치와  $RF$ 가 나타내는 유체셀의 정의위치의 2점간을 선형내삽하여 식 (2.118)과 같이 압력을 산정한다.

$$\begin{cases} p_{i,k} = (1 - \eta) p_{i,k-1} + \eta p_s \\ \eta = \frac{\gamma_c}{\gamma} = \frac{\delta z_{k-1} + \delta z_k}{\delta z_{k-1} + 2F_{i,k}\delta z_k} \end{cases} \quad (2.118)$$

본 연구에서는 표면장력의 영향을 무시하므로  $p_s = 0$ 이다.

### 2.3.2 개경계조건

개경계(open boundary)는 Fig. 2.22에 나타내는 바와 같이 부가가상감쇠영역(added fictitious dissipation zone)을 계산영역의 양끝에 두고, 계산셀의 크기를 변화시키면서 다음의 식 (2.119)와 같이 연직방향의 유속을 가상감쇠력(fictitious damping force)에 의해 서서히 감쇠시켜 파랑을 흡수하는 Hinatsu(1992)의 개경계처리 기법을 적용한다.

$$f = -\lambda w \quad (2.119)$$

여기서,  $\lambda$ 는 감쇠계수이다.

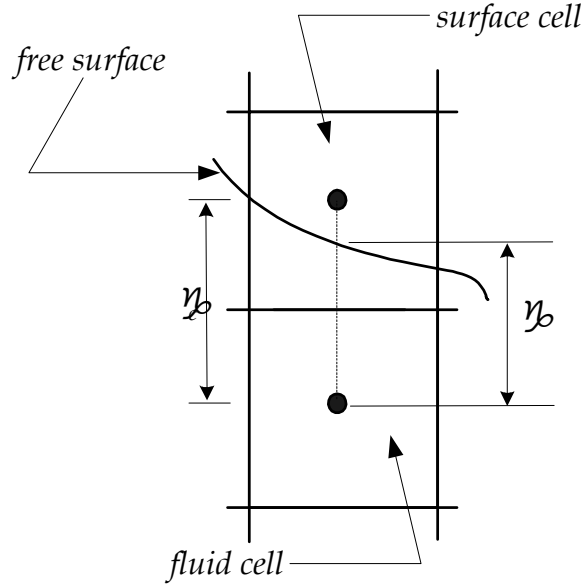


Fig. 2.21 Pressure boundary condition on the free surface.

또한, 부가감쇠영역의 끝단에 유속이나 VOF함수 등의 물리량  $\Phi$ 의 수평변화가 0이 되는 다음의 조건을 부과한다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \quad (2.120)$$

### 2.3.3 조파조건

식 (2.1)의 조파 source를 고려한 연속방정식은 우변에 Dirac delta함수의 관계를 이용하여  $S^*$ 의 항을 갖고 있다. 본 연구의 수치계산은 엇갈린격자를 채용하고 있으므로 셀 경계면 내에서 각 방향의 유속  $u, w$ 는 일정한 값을 갖는다. 따라서, 식 (2.1)의 연속방정식을 조파 source위치  $x = x_s$ 에서 하나의 셀에 대해 적분을 수행하면 식 (2.121)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
& \int_x^{x+\delta x_s} \int_z^{z+\delta z_k} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dx dz \\
&= \int_x^{x+\delta x_s} \int_z^{z+\delta z_k} S(z, t) \delta(x - x_s) dx dz \quad (2.121)
\end{aligned}$$

여기서,  $\delta x_s$ 는  $x$ 방향의 격자간격이다.

source위치에서의 Dirac delta함수의 적분은  $\int_x^{x+\delta x_s} \delta(x - x_s) dx = 1$  이므로 최종적으로 식 (2.122)를 얻을 수 있다.

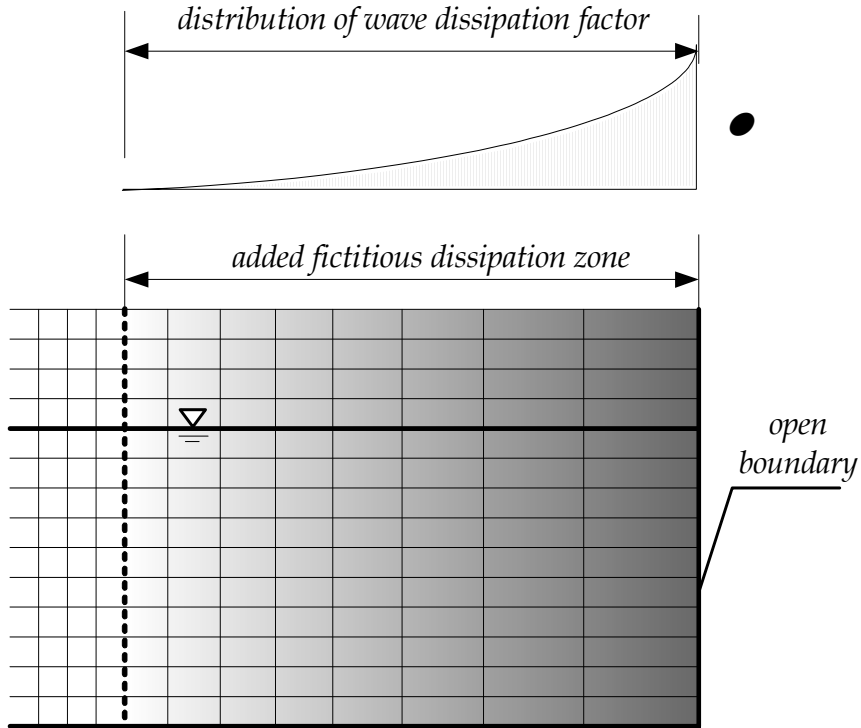


Fig. 2.22 Sketch of added fictitious dissipation zone.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{S(z, t)}{\delta x_s} \quad (2.122)$$

따라서, 엇갈린격자를 이용하여 이산화할 경우에 조파위치  $x = x_s$ 에서 조파 source강도는  $\frac{S(z, t)}{\delta x_s}$ 로 고려된다. 식 (2.74)의 우변항으로부터 격자간격이 증가함에 따른 조파 source강도의 영향이 없어지기 때문에 조파시키고 싶은 유량밀도를 주면 기대하는 파랑이 정확히 조파된다.

source에 의한 조파방법을 제안한 Brorsen and Larsen(1987)은 조파 source로부터 조파시킬 때 해석영역의 양쪽방향( $x$ 의 (+)방향과  $x$ 의 (-)방향)으로 파랑이 전달되기 때문에 식 (2.123)과 같은 조파 source강도  $S$ 를 제안하고 있다.

$$S = \begin{cases} \{1 - \exp(-2t/T_i)\} \cdot 2U_0 & : t/T_i \leq 3 \\ 2U_0 & : t/T_i > 3 \end{cases} \quad (2.123)$$

식 (2.123)에서  $\{1 - \exp(-2t/T_i)\}$ 은 급작스러운 조파에 의해 자유수면의 거동이 불안정해지는 것을 방지하기 위하여 조파개시로부터 3주기까지 강도를 서서히 증가시키는 향으로 그 크기는 Fig. 2.23에 나타난 바와 같다.

본 연구에서와 같이 수치파동수로 내에 구조물이 설치되는 경우에 조파 source위치로 구조물에 의한 반사파가 접근하는 경우는 조파 source위치에서 수위변동  $n_s$ 와 조파 source에 의한 기대수위변동  $n_0$ 가 서로 상이하게 된다. 따라서, 식 (2.123)과 같이 조파 source강도가  $S = 2U_0$ 로 될 수 없으므로 大山과 灘岡(1991)는 입사파와 반사파가 동시에 존재하는 경우에 대해 조파 source강도의 분포형상을 조파 source지점의 연직적분치가 반사파가 없는 경우와 분포형상이 상사되도록 하는 식 (2.124)를 고려하고 있다.

$$S = 2U_0 \frac{n_0 + h}{n_s + h} \quad (2.124)$$

따라서, 식 (2.124)를 고려한 조파 source의 강도는 식 (2.125)와 같다.

$$S = \begin{cases} 1 - \exp(-2t/T_i) \cdot 2U_o(n_o + h)/(n_s + h) & : t/T_i \leq 3 \\ 2U_o(n_o + h)/(n_s + h) & : t/T_i > 3 \end{cases} \quad (2.125)$$

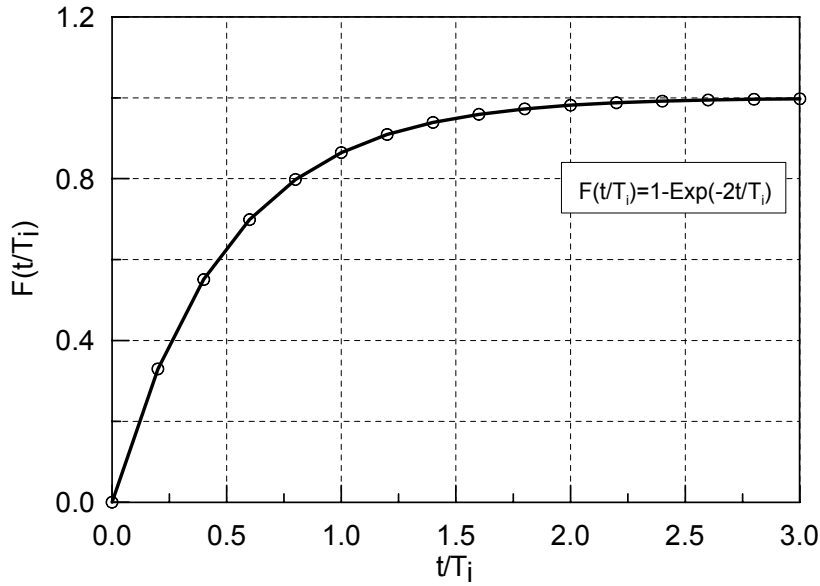


Fig. 2.23 Variation of wave source factor.

#### 2.3.4 안정조건

본 연구에서 수치계산의 안정성이 확보되기 위해서는 식 (2.126)의 Courant수가 만족되어야 한다.

$$c = \frac{|\widehat{V}| \delta t}{\delta X} \quad (2.126)$$

여기서,  $\hat{V}$ 는 유속을  $\delta X$ 는 격자간격이다.

Courant수  $c$ 가  $c < 1$ 인 경우에 수치계산의 안정성이 확보될 수 있다. 이것은 1회의 시간스텝 사이에 어떤 변수를 운반한 거리  $|\hat{V}|\delta t$ 가 공간의 이산폭인  $\delta x$ 를 초과할 수 없다는 것을 의미한다. 전술한 donor-acceptor법은 이류에 의해 이동하는 VOF 함수  $F$ 의 값이 donor셀과 acceptor셀의  $F$ 값에 의해 결정되는 방법이므로 Courant 수  $c$ 는  $c < 1$ 이어야 한다. 따라서, 시간스텝의 간격  $\delta t$ 는 식 (2.126)에 의해 식 (2.127)을 만족하여야 한다.

$$\delta t < \min \left\{ \frac{\delta x}{|u|_{\max}}, \frac{\delta z}{|w|_{\max}} \right\} \quad (2.127)$$

여기서,  $|u|_{\max}, |w|_{\max}$ 는 각각  $x, z$ 방향에 있어서 최대유속을 나타낸다. 본 수치계산에 있어서 초기의 시간스텝은  $\delta t = T_i/1000$ 로 하고, 그 이후는 Courant조건식 (2.127)이 만족되도록 시간스텝의 간격  $\delta t$ 를 매 시간스텝마다 조정하였다.

### 2.3.5 그 외의 경계조건

이상의 경계조건 이외에 적용되어야 할 경계조건으로는 구조물 표면에서의 경계조건 및 바닥경계조건이 있지만 SOLA scheme을 채용하고 있으므로 압력경계조건은 고려될 필요가 없고, 유속경계조건만을 고려하면 된다. 본 연구에서는 구조물 표면 및 바닥에서 경계조건으로 법선방향의 유속이 0인 불투과조건을 적용하였고, 점성유체를 대상으로 하고 있기 때문에 non-slip조건을 적용하는 것이 일반적이나 격자간격을 구조물표면이나 바닥근방에서 형성되는 경계층 두께까지 세세하게 분할하고 있지 않기 때문에 slip조건을 채용하였다.

## 2.4 수치계산의 흐름



지금까지 기술한 수치파동수로에 의한 파동장의 해석에 있어서 전체적인 수치계산의 흐름을 Fig. 2.24에 나타내며, 이를 아래에 기술한다.

- (1) 정수심, 파랑의 입사조건, 잠제의 기하학적인 형상 등과 같은 초기조건을 입력.
- (2) 경계조건을 만족하도록 식 (2.2), (2.3)의 운동방정식을 계산하여 다음 시간스텝에 있어서의 유속을 계산.
- (3) 운동방정식으로부터 얻어진 유속의 값이 일정한 수렴될 때까지 식 (2.1)의 연속방정식을 만족하도록 유속과 압력을 조정하여 반복계산을 수행(SOLA기법).
- (4) 연속방정식을 만족하는 유속의 값을 적용하여 식 (2.4)의 VOF함수  $F$ 에 관한 이류방정식을 계산.
- (5) 계산된 VOF함수  $F$ 를 이용하여 자유표면의 형상을 결정.
- (6) 각 시간스텝에서 반복.

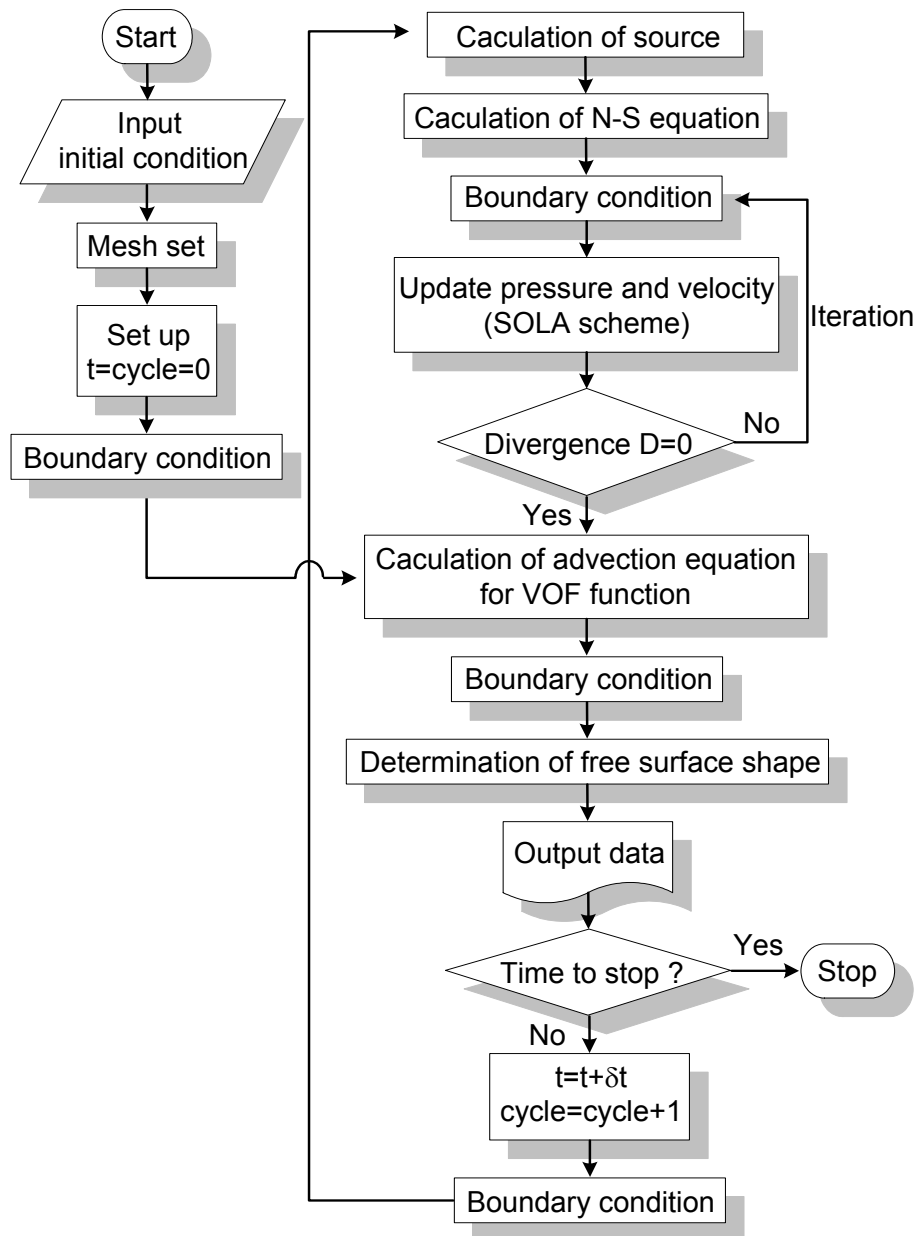


Fig. 2.24 Flow chart for numerical computation.

# 3 수치해석 기법의 검증

## 3.1 수치파동수로 내의 조파파형검증

### 3.1.1 시간파형 및 공간파형

Fig. 3.2는 입사파고  $H_i = 6\text{cm}$ , 주기  $T_i = 1.2\text{s}$ , 일정수심  $h = 40\text{cm}$ 의 조건하에 Fig. 3.1에 나타내고 있는 바와 같이 조파 source의 위치로부터 각각  $x \simeq 1.0L_i$ ,  $x \simeq 2.0L_i$ ,  $x \simeq 3.0L_i$ ,  $x \simeq 4.0L_i$ 의 위치에서 시간파형을 입사파의 진폭으로 무차원시켜 표시한 것이다. 전술한 바와 같이 조파를 시작할 때 자유수면의 거동이 불안정하게 되는 것을 방지하기 위하여  $t/T_i \leq 3$ 까지는 강도를 서서히 증가시키고, 그 이후부터는 일정하게 조파 source의 강도를 주고 있으므로 시간스텝이 증가함에 따라 각 지점의 시간파형은 서서히 증가하고 있는 모습을 보이고 있다. 또한, 파랑이 각 지점에 도달한 3주기 후부터 파형이 안정됨을 확인할 수 있다.

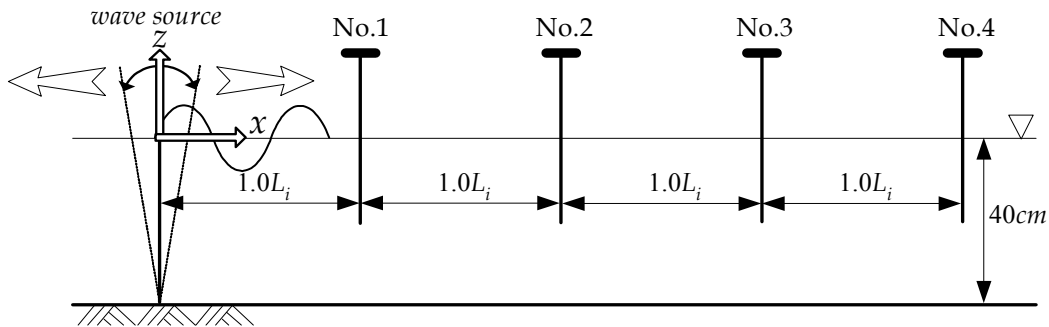
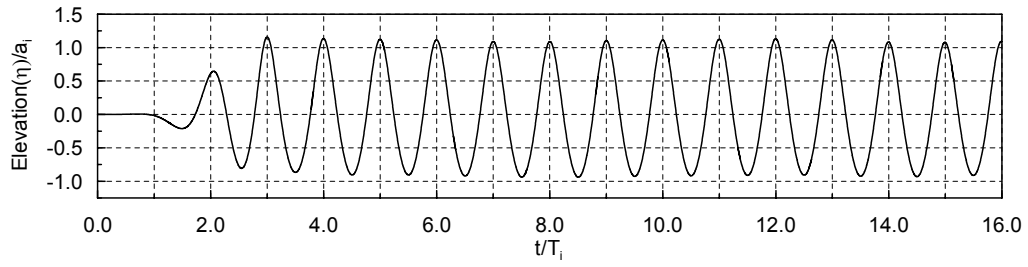
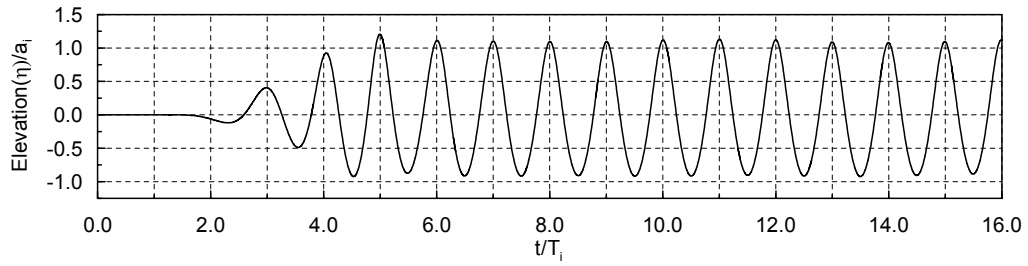


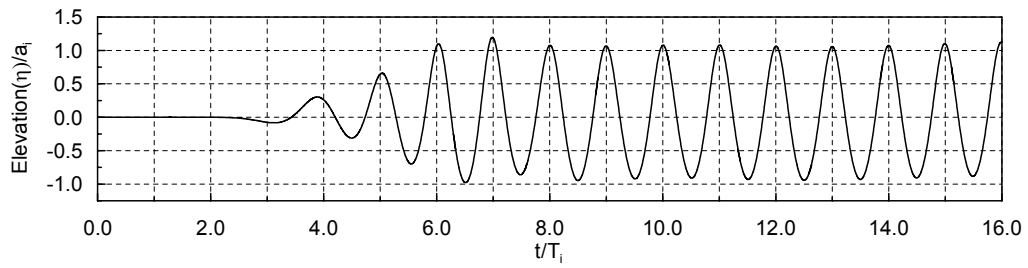
Fig. 3.1 Measuring points of wave profile.



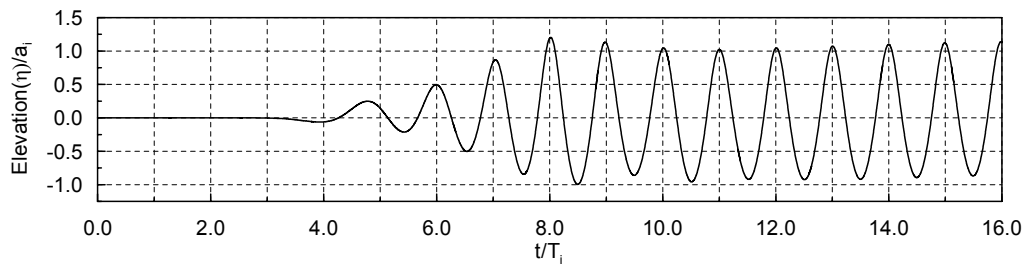
(a) No.1



(b) No.2



(c) No.3



(d) No.4

Fig. 3.2 Time variation of computed wave profiles at each point.

Fig. 3.3은 Fig. 3.2와 동일한 입사조건하에 부가감쇠영역을 포함한 전 계산영역에서 공간파형을 나타낸 것이다. 해석영역의 양끝단에 접속시킨 부가감쇠영역에서 기대한 파랑의 감쇠가 발생하고 있으며, 해석영역 내에서 파형은 일정한 포락선을 형성하고 있다.

Fig. 3.4는 입사파고  $H_i = 12\text{cm}$ , 주기  $T_i = 1.494\text{ sec}$ , 일정수심  $h = 60\text{cm}$ 의 조건하에 선형파, Stokes 3차파, 그리고 본 연구에서의 조파파형을 입사파의 진폭으로 무차원화시켜 비교한 것이다. 본 연구의 수면파형이 파곡에서는 Stokes 3차파와 잘 일치하지만 파봉에서는 Stokes 3차파보다 큰 비선형성을 나타내고 있음을 알 수 있다.

이상으로 본 연구에서 채용한 수치파동수로 내의 line-source에 의한 조파는 수면파형을 잘 재현하고 있으며, 더불어 부가감쇠영역 내에서의 파랑도 무반사조건을 만족하면서 감쇠되는 것을 확인할 수 있다.

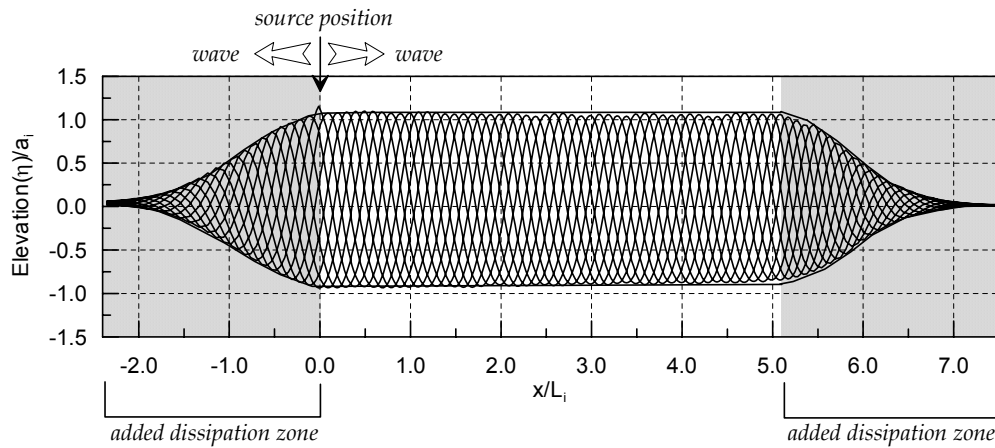


Fig. 3.3 Spatial variation of computed wave profiles at each time step.

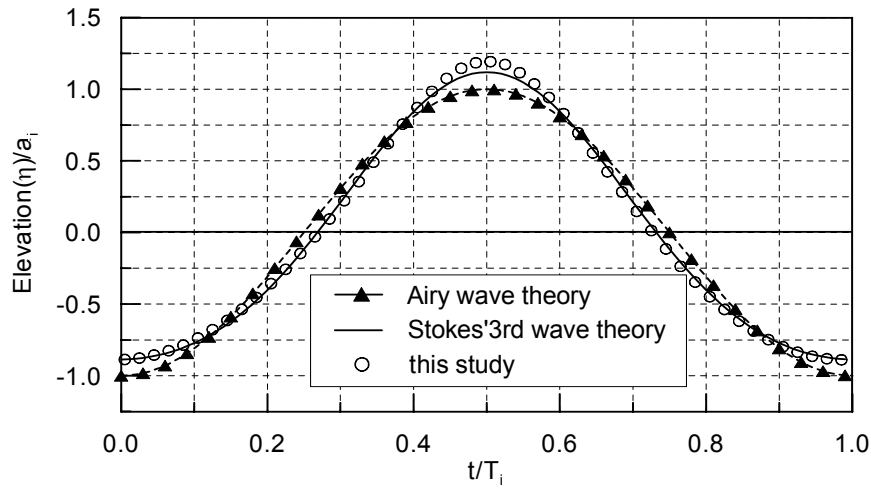


Fig. 3.4 Comparison of Airy wave, Stokes' 3rd wave and computed wave.

### 3.1.2 기존의 해석결과와의 비교

#### (1) 불투과성잠제

불투과성잠제에 대해 본 수치해석에서 얻어진 계산결과와 川崎(1997)에 의한 수리 모형실험 결과를 비교한 것이 Fig. 3.6에 주어져 있으며, 이는 파형경사  $H_i/L_i = 0.03$  ( $L_i = 300\text{cm}$ ), 수심파장비  $h/L_i = 0.2$ , 잠제상대폭  $B/L_i = 0.2$  ( $B = 60\text{cm}$ ), 천단수심  $qh = 12\text{cm}$ 의 조건하에서 Fig. 3.5에 나타나고 있는 각 지점에서

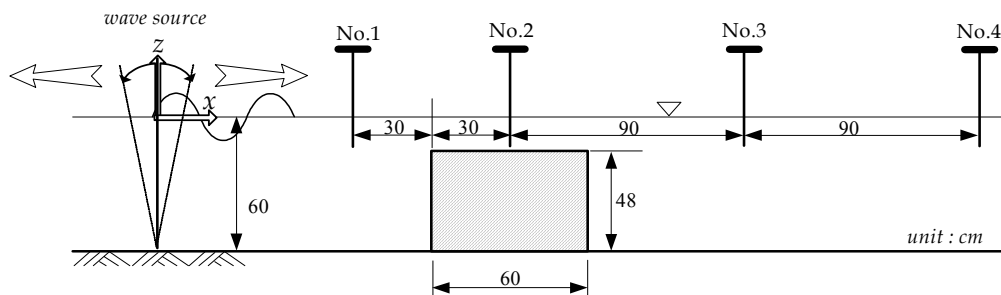


Fig. 3.5 Measuring points of wave profile.

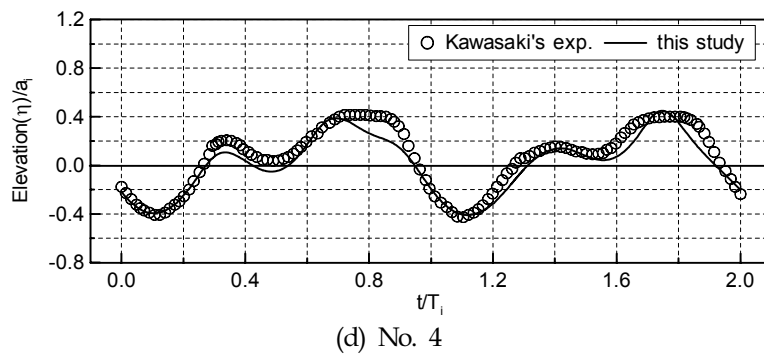
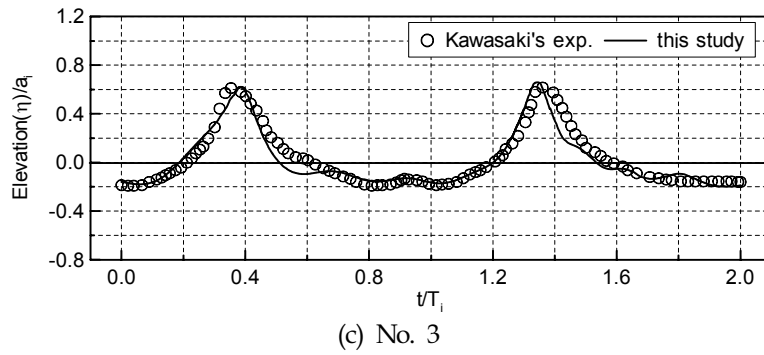
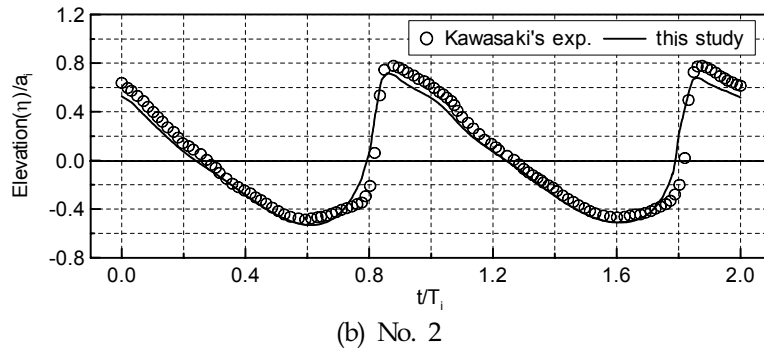
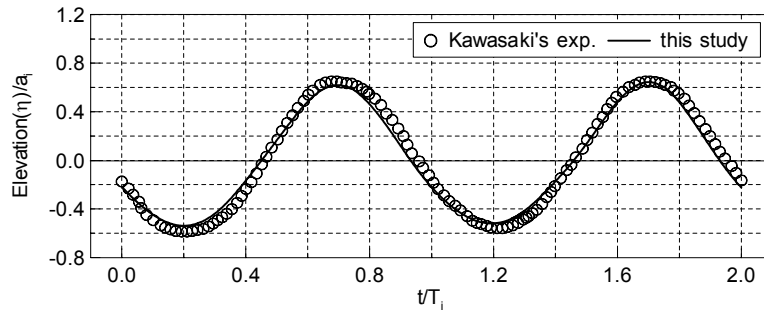


Fig. 3.6 Comparison of Kawasaki's experiment and this study.

의 시간파형을 나타낸 것이다. 그림으로부터 알 수 있는 바와 같이 잠제상면에서 비대칭성이 큰 파랑이 형성되고, 잠제배후에서 불규칙파랑과 같은 비선형성이 큰 파랑이 발달되는 것을 알 수 있으며, 이에 본 수치해석 결과와 川崎(1997)의 수리모형실험 결과가 잘 일치하므로 불투과잠제에 대한 본 수치해석의 타당성을 검증할 수 있다.

## (2) 투과성잠제

비선형장파방정식을 적용하여 입사파고  $H_i=3cm$ , 주기  $T_i=1.2\text{ sec}$ 에 대해 Fig. 3.7에 나타나고 있는 위치에서 투과성사다리꼴잠제의 파랑변형을 해석한 喜岡 등(1994)의 실험 및 해석결과와 본 연구의 계산결과를 비교한 것이 Fig. 3.8에 주어졌다.

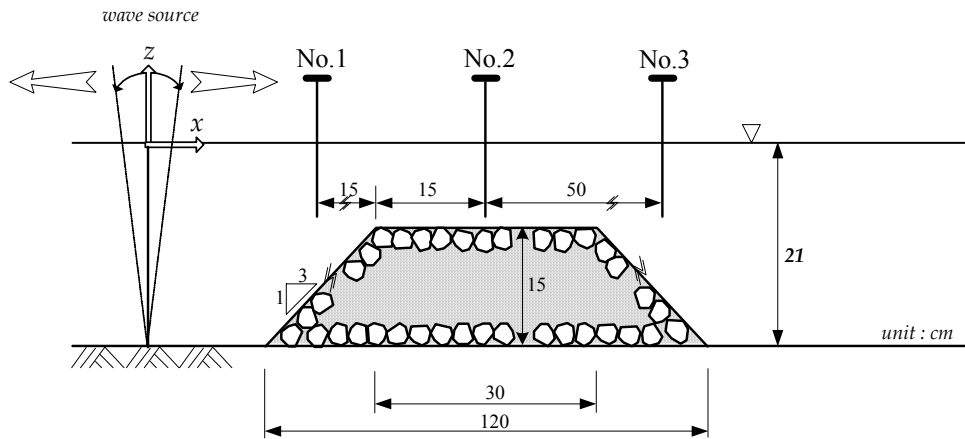
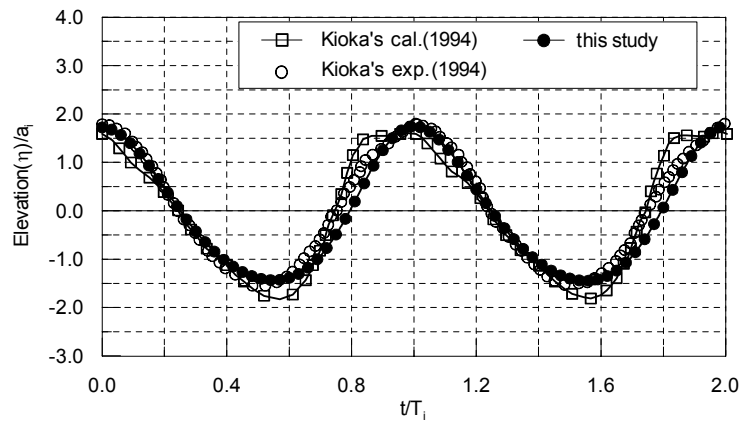


Fig. 3.7 Measuring points of wave profile.

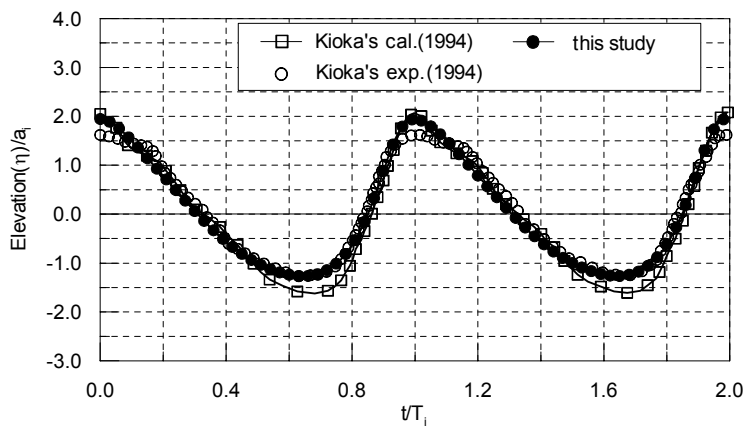
Fig. 3.8(a), (b)에서 알 수 있는 바와 같이 본 연구의 해석결과가 喜岡 등(1994)의 실험결과보다 파봉이 약간 더 높게 평가되는 결과를 나타내지만 喜岡 등(1994)의 해석치보다 상대적으로 실험치의 시간파형을 잘 재현하고 있음을 알 수 있다. 파봉에서의 실험치와의 차이는 투과층 내의 관성계수와 항력계수의 차이에 의한 것으로 판단



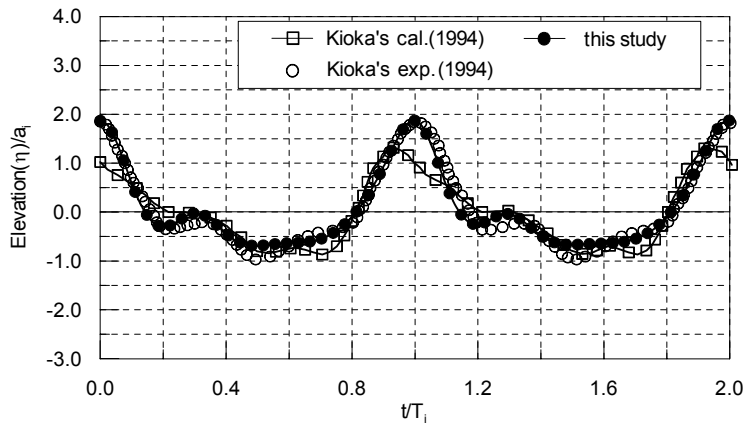
되며, 이상으로 본 해석결과의 타당성을 확인할 수 있다.



(a) No. 1



(b) No. 2



(c) No. 3

Fig. 3.8 Comparison of Kioka's experiment and calculation and this study.

### 3.2 수리모형실험을 통한 수치해석의 검증

#### 3.2.1 실험방법

##### (1) 조파수조

수치파동수로를 기초한 수치해석법의 타당성을 검증하기 위한 일환으로써 2차원 수리모형실험을 실시하였다. 실험수조는 한국해양대학교의 2차원 수조를 이용하였으며, 실험수조의 크기는 Fig. 3.9에 나타내고 있는 바와 같이 길이가 25 m, 폭 1 m, 높이 1 m이며, 조파기는 piston type이다. 조파판의 맞은 편에는 반사파의 흡수를 위한 경사식 소파장치가 설치되어 있다. Pic. 3.1에 나타내는 바와 같이 소파부와 조파부를 제외한 나머지 구역은 양면이 강화유리로 제작되어 실험단면과 파랑의 관측이 용이하게 되어 있다.

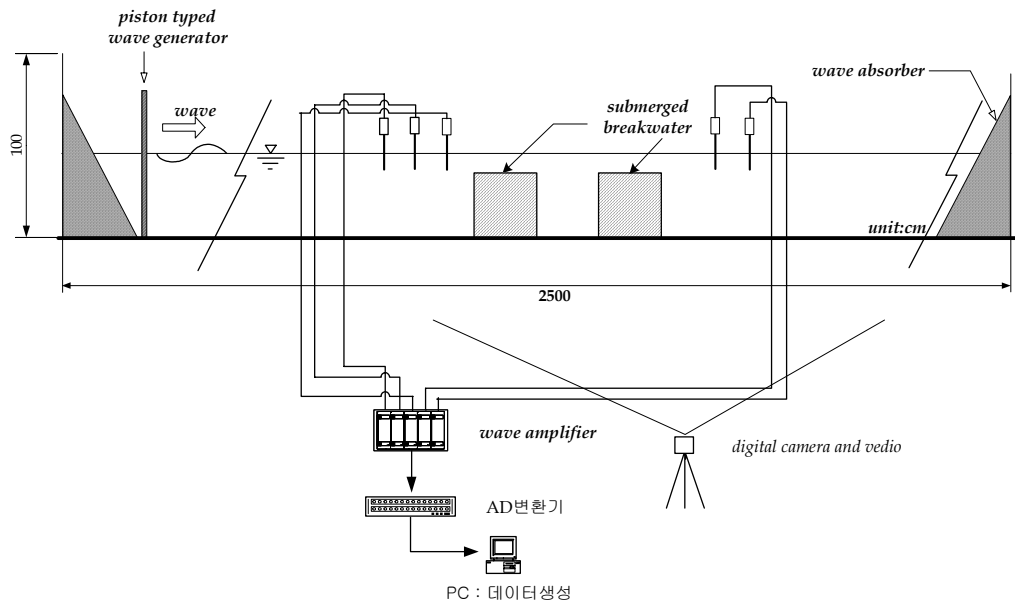


Fig. 3.9 2-dimensional wave tank.



Pic. 3.1 2-dimensional wave flume and wave maker.

## (2) 계측장비

계측장비는 용량식파고계, A/D변환기, 퍼스널컴퓨터, 증폭기로 구성되어 있다(Pic. 3.2). 실험에 사용한 파고계는 KENEK Co.의 제품(모델명; CHT4)으로 최대측정파고는  $30cm$ 이다. 증폭기(모델명; CH403)는 파고계로부터 독취된 신호를 증폭시키기 위하여 사용되며, 최대 출력가능범위는  $\pm 2.5V$ 이다. A/D변환기는 IO Tech. Co.의 이동식 A/D변환기(모델명; data shuttle)로 입력가능한 최대 채널은 8채널이며, 증폭기를 통한 아날로그 신호를 디지털 신호로 변환하기 위하여 사용되었다. 실험에서 얻어진 자료는 퍼스널컴퓨터를 이용하여 분석되었고, 실험과정을 모니터링하기 위하여 캠코더(모델명; sony TRV17)와 디지털카메라(모델명; sony DSC-P50)를 사용하였다.

## (3) 모형제작

실험대상구조물은 불투과성 및 투과성잡제로 불투과성잡제는 합판으로 제작되었으며, 실험 중에 파력에 의한 동요의 발생을 방지하고, 정위치에 고정되도록 하기 위하여 내부를 사석으로 속채움하였다. 투과성잡제는 앵글과 웬스를 이용하여 형상이 유지되도록 하였으며, 내부에 쇄석을 채워 일정한 공극율이 유지되도록 하였다. 앵글은 진행파랑에 영향을 주지 않도록 배치되었다.

### 3.2.2 불투과성잡제

VOF법을 이용한 수치해석법의 가장 큰 장점은 쇄파를 포함한 파랑변형을 해석할 수 있다는 것이다. 따라서, 불투과성잡제에 의한 파랑변형실험에 사용된 입사파는 잡제의 천단상에서 쇄파가 발생하는 파고  $H_i = 7cm$ , 주기  $T_i = 1.0 sec$ 의 규칙파로 설정되었다. Fig. 3.10은 잡제의 폭  $B = 100cm$ , 높이  $\bar{q}h = 30cm$ 의 1열불투과성잡제의 수리모형실험에 있어서 수조 내의 구조물의 설치위치와 파고계의 설치위치를 나타낸다. 그림에서 나타낸 바와 같이 불투과성잡제에 의한 입사파의 파랑변형과정을 상세히 고찰하기 위하여 잡제의 전면과 천단상 및 후면에 총 10개 지점에서 시간과형을 측정하였다. 또한, 불투과성잡제의 천단상을 진행하는 파랑의 변형과정을 파악하기 위하여 디지털카메라를 사용하여 실험장면을 촬영하였으며, 이를 Pic. 3.3에

나타내고



(a) Capacitance type wave height meter.



(b) Amplifier.



(c) A/D converter

Pic. 3.2 Measuring equipments.

있다. Fig. 3.11은 각 지점의 파고계에서 얻어진 실험결과와 VOF법을 이용한 수치파동수로의 수치해석 결과와를 비교한 것이다. 그림 중에 symbol(O)로 나타낸 것이 실험결과이다. 그림을 살펴보면 Fig. 3.8(a)~(c)는 불투과성잠제의 전면에서 나타난 수면파형으로, Fig. 3.8(b)는 반사파의 영향으로 형성된 부분중복파로 인하여 파고가 감소된 것으로 보여지며, 특히 Fig. 3.8(c)는 불투과성잠제에 의한 수심의 급변화로 인하여 파랑의 전면 기울기가 다소 급해지는 것을 확인할 수 있다. Fig. 3.8(d)~(e)는 불투과성잠제의 천단상에서 발생한 쇄파의 진행영역으로 파봉이 뽀족하며, 파곡이 평탄하고, 강한 비선형파랑성분이 발생하고 있음을 알 수 있다. Fig. 3.8(f)~(j)는 파랑이 잠제의 천단상에서 쇄파된 후에 잠제의 배후영역에서 파랑이 재생성되는 영역으로, Fig. 3.8(f), Fig. 3.8(i)에서 2차파봉과 같은 파랑의 분열현상을 확인할 수 있다. 이러한 파봉의 분열현상은 파랑과 잠제와의 비선형간섭으로 잠제의 천단상에서 발생한 쇄파의 각 성분파에 있어서 각각의 위상속도 차이에 기인한 것으로 판단된다. 또한, Fig. 3.8(i), Fig. 3.8(j)에서는 불투과성잠제에 의한 입사파의 제어효과의 결과로써 수면변동

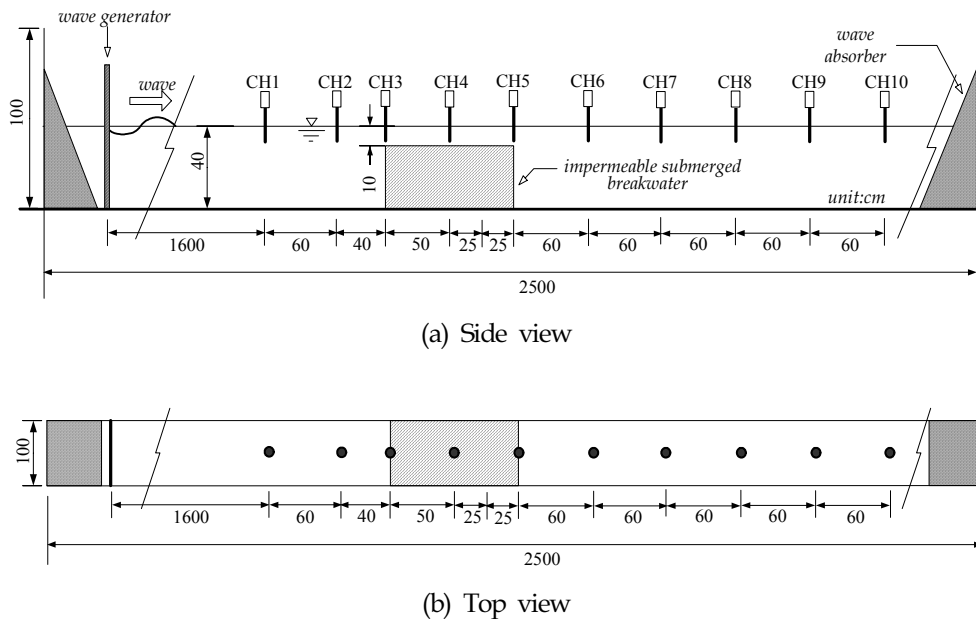


Fig. 3.10 1-row impermeable submerged breakwater experiment(1).

$$(B = 100\text{ cm}, h = 40\text{ cm}, qh = 10\text{ cm})$$

이 작다는 것을 확인할 수 있다. 그림에서 실선은 Fig. 3.10에 대한 수치해석 결과로써 잠제 천단상에서 비대칭성이 큰 비선형파의 형성 및 잠제배후에서 불규칙파와 같은 파랑의 재생성 과정 등을 충분히 재현하고 있으며, 실험결과와도 매우 잘 일치한다.



(a)



(b)



(c)



(d)

Pic. 3.3 1-row impermeable submerged breakwater experiment(1).

$$(B = 100\text{ cm}, h = 40\text{ cm}, qh = 10\text{ cm})$$

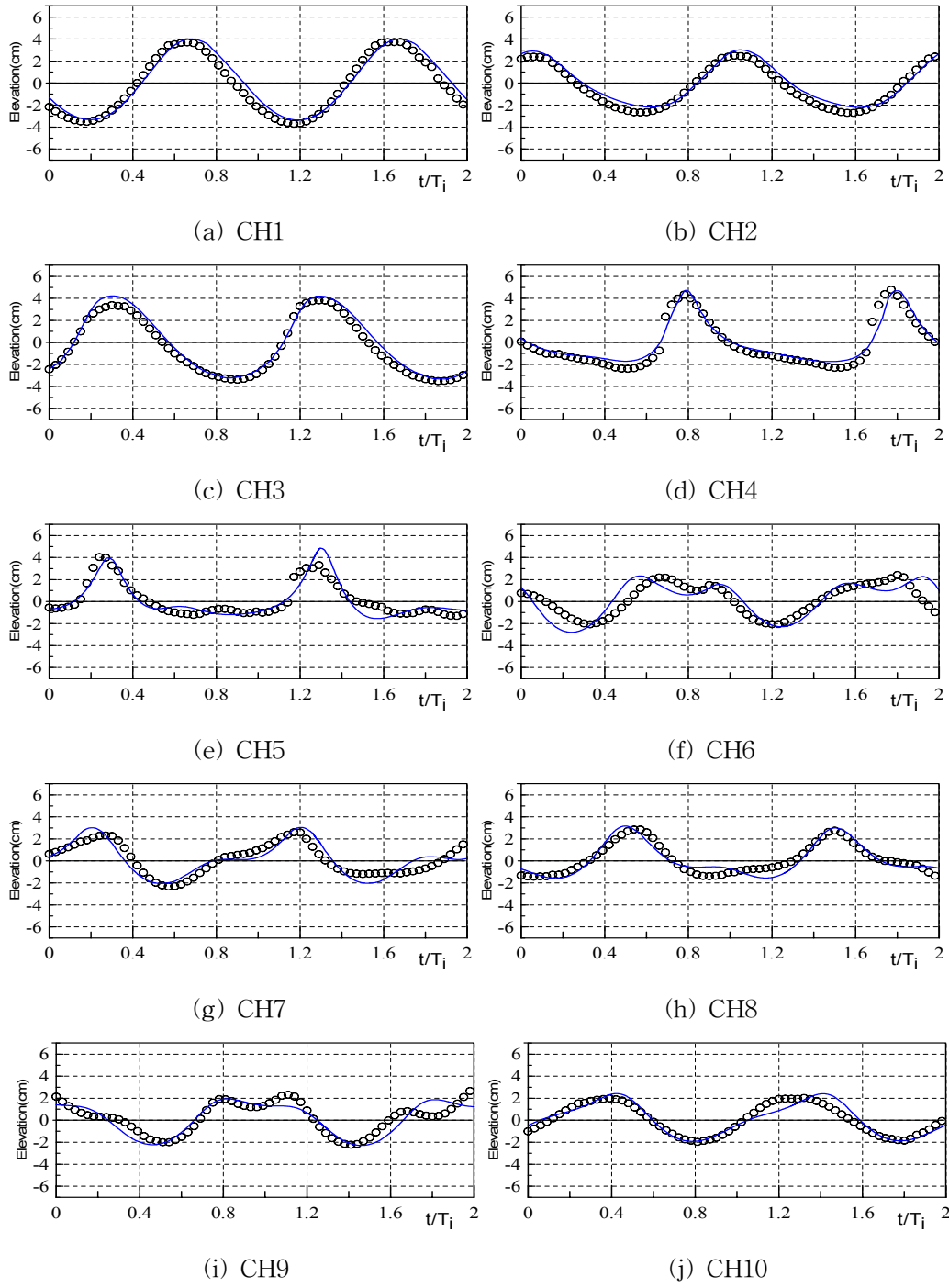


Fig. 3.11 Comparison of numerical and experimental results.



$$(B = 100\text{cm}, h = 40\text{cm}, qh = 10\text{cm})$$

Fig. 3.12는 Fig. 3.10과 동일한 입사파의 조건하에서 불투과성잠제의 폭이 Fig. 3.10의 절반인  $B = 50\text{cm}$ 에 대한 파랑변형실험에 있어서 잠제의 설치위치와 파고계의 위치를 나타내고 있으며, Pic. 3.4는 수조 내에서 모형잠제의 설치장면을 나타낸다.

Fig. 3.13은 수치해석 결과와 수리모형실험 결과를 비교한 것으로, Fig. 3.13 역시 Fig. 3.11과 동일하게 입사파가 불투과성잠제로 접근하면서 파전면의 기울기가 급해지고, 천단상을 진행하면서 쇄파가 발생됨과 동시에 이로 인하여 강한 비선형성분파랑이 발달되며, 잠제의 후면에서는 파봉이 분열되어 2차파봉이 형성된다. 잠제에서 충분히 떨어진 곳에서 파랑이 재생성 및 안정될 때까지의 파랑변형과정을 실험결과로부터 확인할 수 있으며, 이러한 수리모형실험 결과와 수치해석 결과가 매우 잘 일치하고 있음을 확인할 수 있다.

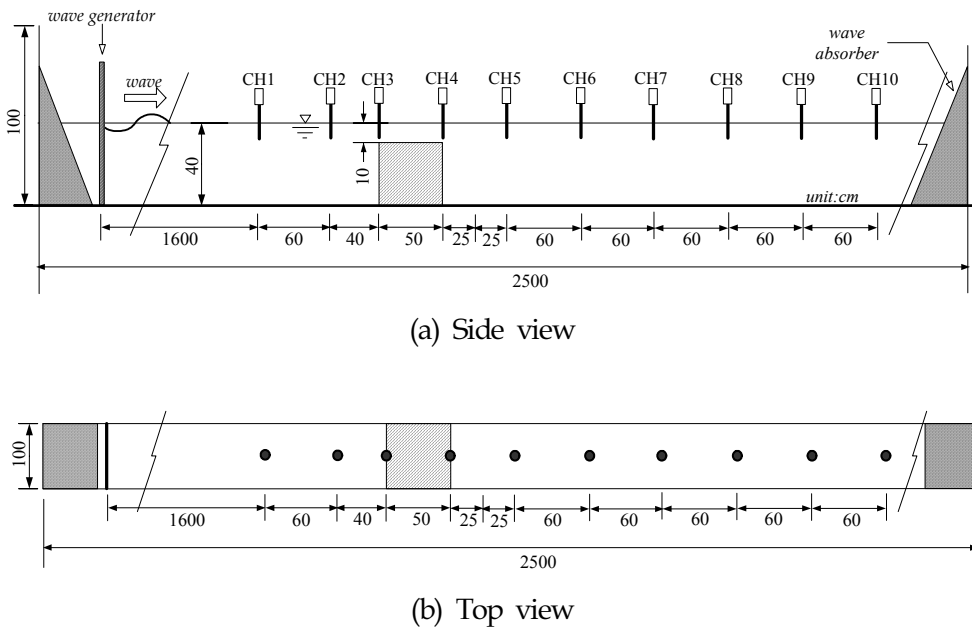


Fig. 3.12 1-row impermeable submerged breakwater experiment(2).

$$(B = 50cm, h = 40cm, qh = 10cm)$$



Pic. 3.4 1-row impermeable submerged breakwater experiment(2).

$$(B = 50cm, h = 40cm, qh = 10cm)$$

Fig. 3.14는 전술한 1열불투과성잠제의 경우와 동일한 입사파랑 조건하에 2열불투과성잠제의 파랑변형실험에 있어서 2열불투과성잠제의 설치위치와 파고계의 위치를 나타낸다. 그림에서 확인할 수 있는 바와 같이 잠제간의 거리를 구조물폭과 동일하게  $w = 50cm$ 로 하였고, 일렬의 경우와 동일하게 잠제의 전면과 천단상 및 잠제 사이와 잠제후면에 총 10개 지점에서 파고계를 설치하여 2열잠제에 의한 파랑변형결과를 측정하였다. Pic. 3.5는 2열불투과성잠제의 천단상을 진행하는 파랑의 진행양상을 보여주고 있다. 사진에서 확인할 수 있듯이, 전면에 설치된 잠제의 천단상에서 규모가 큰 1차 쇄파가 발생되고, 후면에 설치된 잠제의 천단상에서 규모가 비교적 작은 2차 쇄파가 발생되는 것을 알 수 있다. Fig. 3.15는 Fig. 3.11, Fig. 3.13과 동일하게 수리모형실험 결과와 수치해석 결과를 비교한 것이다. VOF법에 의한 2열불투과성잠제에 의한 수치해석 결과는 1열잠제와 동일하게 2열불투과성잠제 주변에 있어서 수면변동에 관한 실험결과를 거의 정확하게 재현하고 있음을 알 수 있다.

이상으로부터 잠제의 천단상에서 쇄파가 발생하는 입사파조건하에 1열 및 2열불투과성잠제에 있어서 파랑변형에 관한 수리모형실험을 실시하여 수치해석 결과와 비교·검토한 결과, 쇄파가 발생된 후에는 잠제배후에서 파봉이 분열되고, 파랑이 재생되는 수리현상을 확인할 수 있었으며, VOF법을 적용한 수치해석모델은 이러한 파

랑변형과정을 정도 높게 재현하고 있음을 확인할 수 있다.

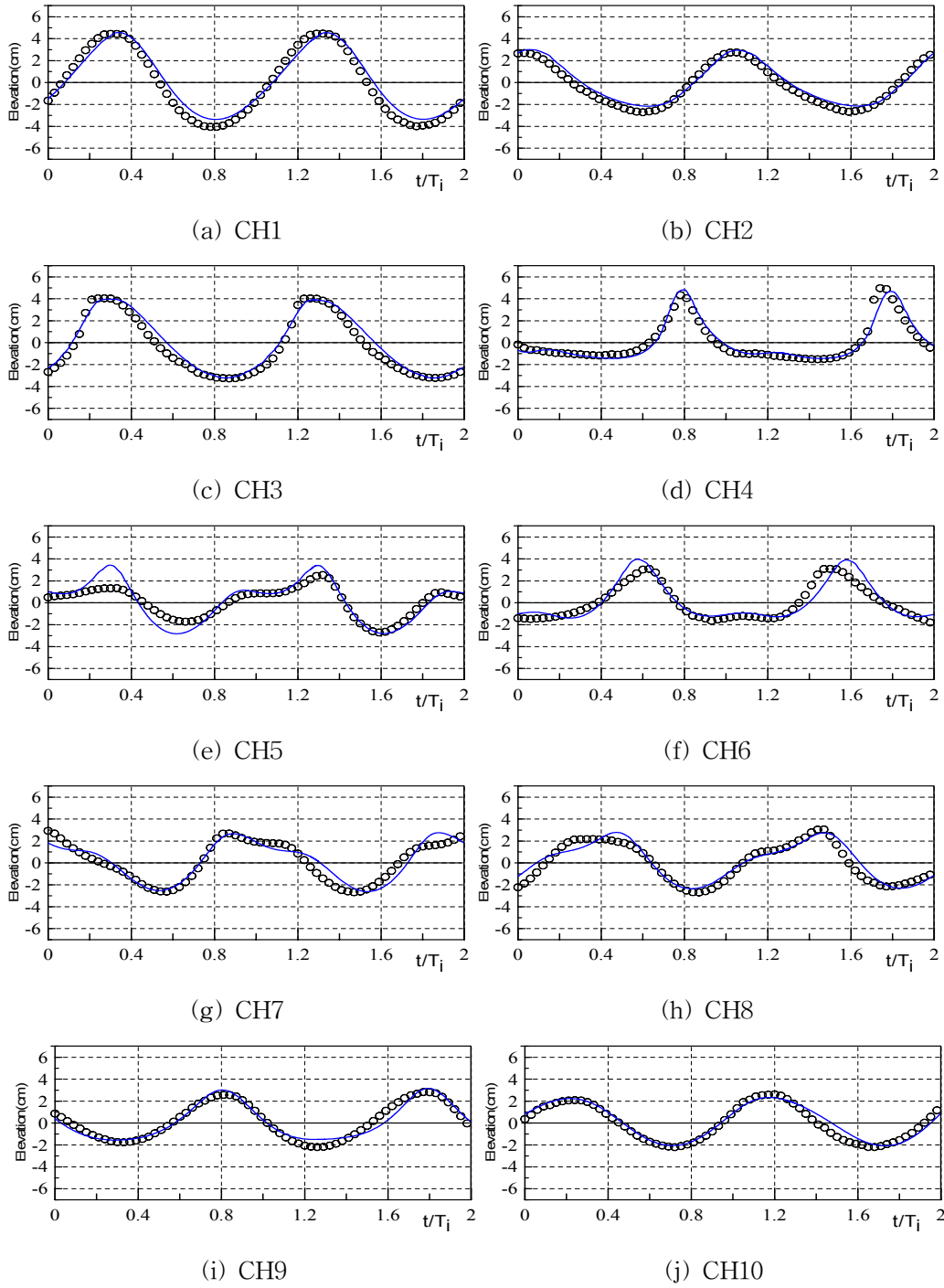


Fig. 3.13 Comparison of numerical and experimental results.

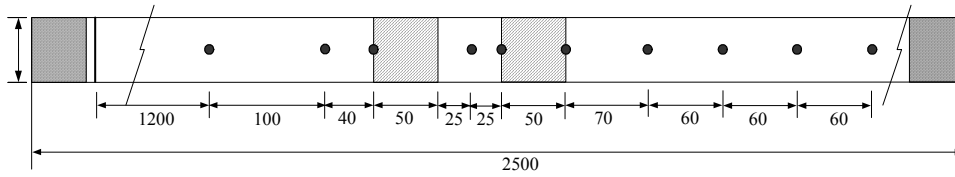
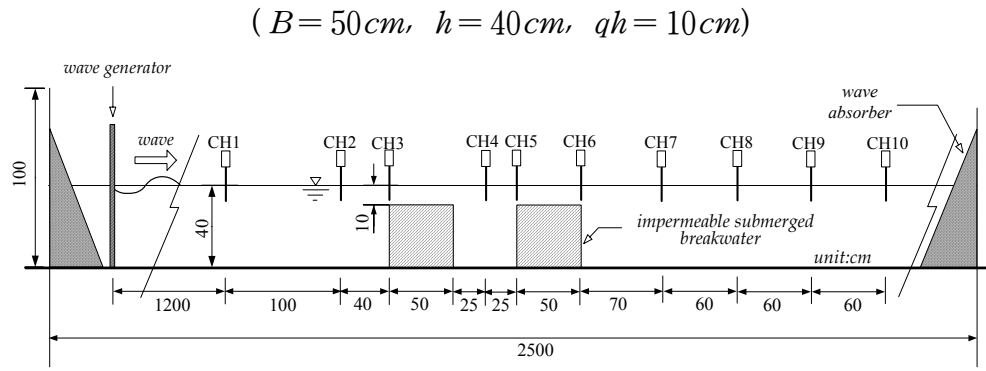


Fig. 3.14 2-row impermeable submerged breakwater experiment.

$$(B = 50\text{ cm}, w = 50\text{ cm}, h = 40\text{ cm}, qh = 10\text{ cm})$$



(a)



(b)

Pic. 3.5 2-row impermeable submerged breakwater experiment.

$$(B = 50\text{ cm}, l = 50\text{ cm}, h = 40\text{ cm}, qh = 10\text{ cm})$$

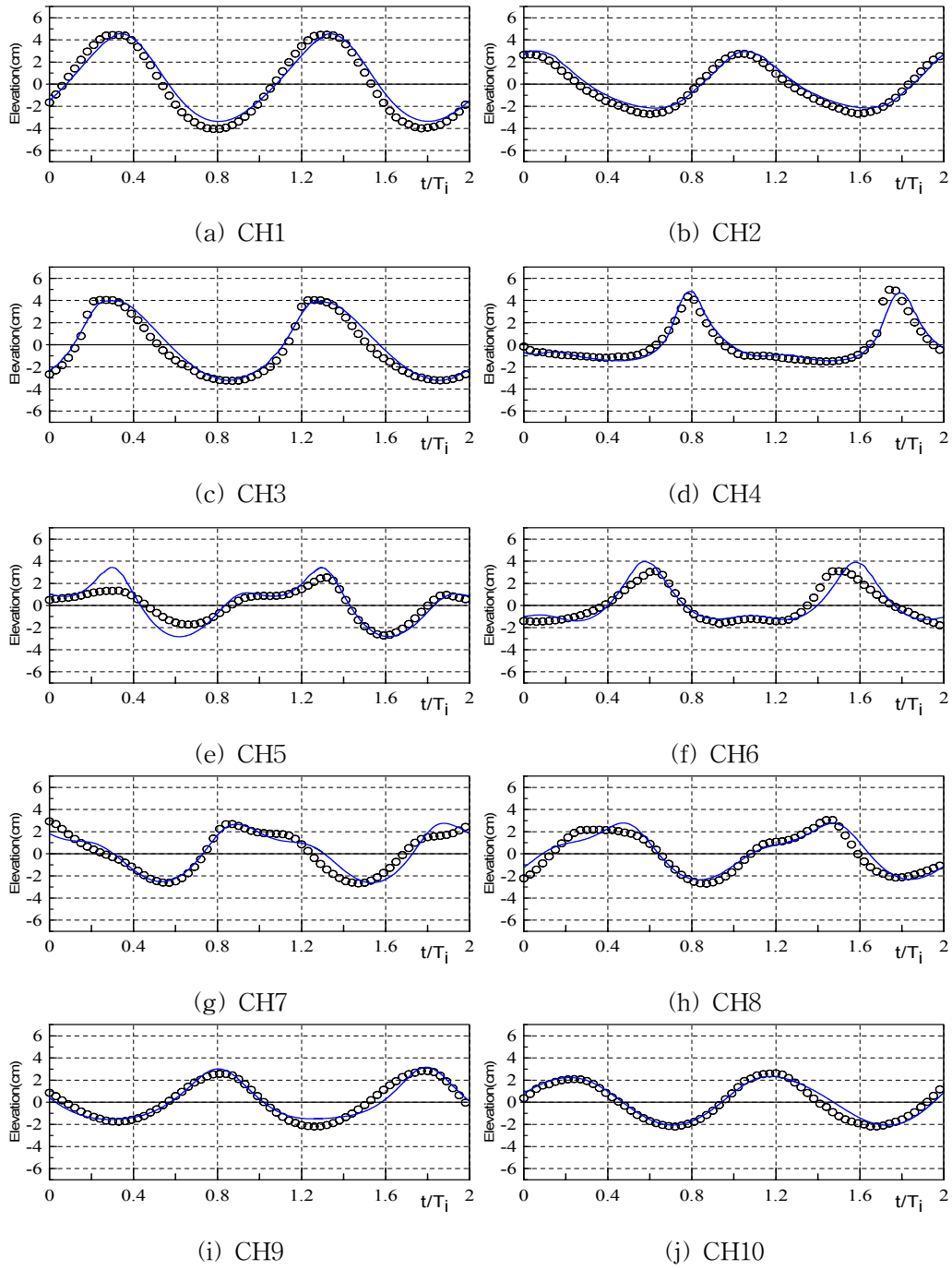


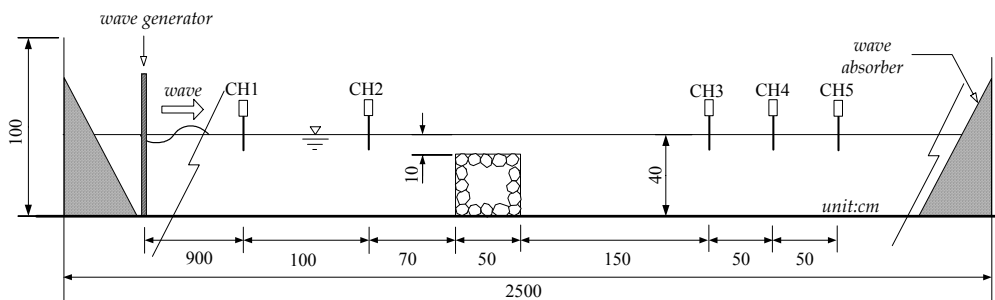
Fig. 3.15 Comparison of numerical and experimental results.

$$(B = 50\text{cm}, l = 50\text{cm}, h = 40\text{cm}, qh = 10\text{cm})$$

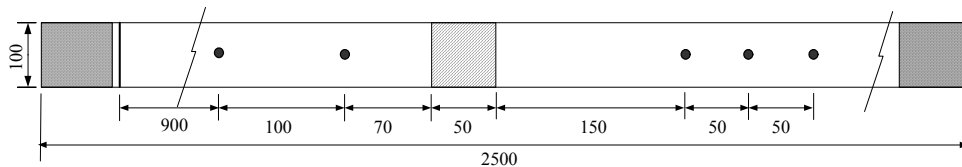
### 3.2.3 투과성잠제

1열투과성잠제의 실험에 있어서 구조물의 설치위치와 파고계의 위치를 Fig. 3.16에 나타내며, Pic. 3.6은 수리모형실험의 장면을 나타낸 것이다. 실험에 사용한 입사파의 재원은 불투과잠제와 동일하게 잠제의 천단상에서 쇄파가 발생하는 파고  $H_i = 7\text{cm}$ , 주기  $T_i = 1.0\text{ sec}$ 의 규칙파로 하였다. Fig. 3.17은 수리모형실험 결과와 수치해석 결과를 비교한 것으로, 그림에서 알 수 있는 바와 같이 불투과잠제의 결과와 동일하게 투과잠제의 전면과 후면에서 측정한 수리모형실험의 수면파형과 수치해석 결과에서 얻어진 수면파형이 매우 잘 일치하고 있음을 확인할 수 있다.

Fig. 3.18은 Fig. 3.16과 동일한 입사조건에 대해 잠제의 폭을 2배로 증가시킨  $B = 100\text{cm}$ 의 경우에 있어서 투과성잠제의 실험조건을 나타낸다. 여기서는 Fig. 3.16의 경우와 달리 천단상에도 파고계를 설치하였다. Pic. 3.7은 이의 실험장면을 나타낸다. Fig. 3.19는 수리모형실험 결과와 수치해석 결과를 비교한 것으로, Fig. 3.17과 동일하게 두 결과가 매우 잘 일치하고 있음을 확인할 수 있다. 특히, 투과잠제의 천단상



(a) Side view



(b) Top view

Fig. 3.16 1-row permeable submerged breakwater experiment(1).

$$(B = 50\text{cm}, h = 40\text{cm}, qh = 10\text{cm}, \gamma_v = 0.4)$$

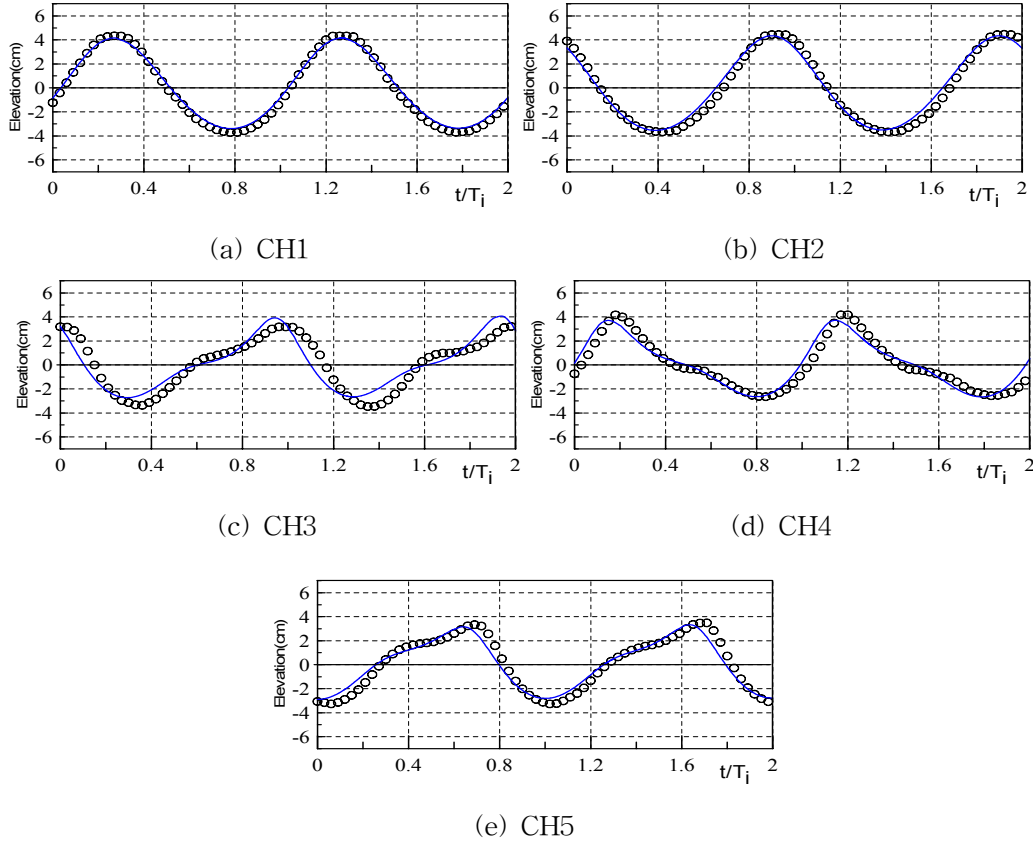


Fig. 3.17 Comparison of numerical and experimental results.

$$(B = 50\text{cm}, h = 40\text{cm}, qh = 10\text{cm}, \gamma_v = 0.4)$$

에 설치한 Fig. 3.19(c)의 경우를 살펴보면 불투과성잠제의 천단상에서와 동일하게 강한 비성형파랑의 생성으로 파봉이 뾰족하고 파곡이 평탄한 현상을 확인할 수 있으며, 잠제후면에서 파봉이 분열되는 현상도 재차 확인할 수 있다.



(a)



(b)



(c)



(d)

Pic. 3.6 1-row permeable submerged breakwater experiment(1).

(  $B = 50\text{ cm}$ ,  $h = 40\text{ cm}$ ,  $qh = 10\text{ cm}$ ,  $\gamma_v = 0.4$  )





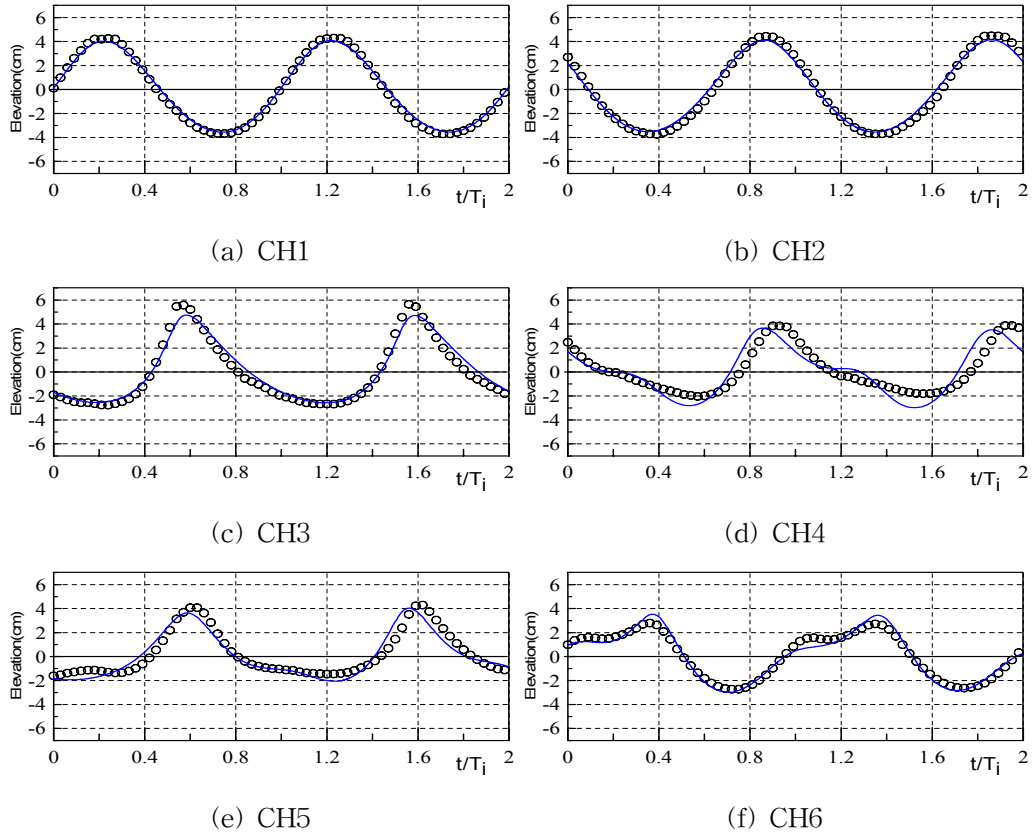


Fig. 3.19 Comparison of numerical and experimental results.

$$(B = 100\text{ cm}, h = 40\text{ cm}, qh = 10\text{ cm}, \gamma_v = 0.4)$$

Fig. 3.20은 1열투과성잠제에 사용한 동일한 입사파랑 조건하에 2열투과성잠제의 파랑변형실험에 있어서 2열투과성잠제의 설치위치와 파고계의 위치를 나타내며, 잠제간의 거리를 2열불투과성잠제의 경우와 동일하게  $w = 50\text{ cm}$ 로 하였다. Pic. 3.8은 실험사진을 나타낸다. Fig. 3.21은 실험결과와 수치해석 결과를 비교한 것으로 투과성잠제의 전면과 잠제사이 및 잠제후면에서의 파랑변형결과가 잘 일치하고 있음을 알 수

있다.

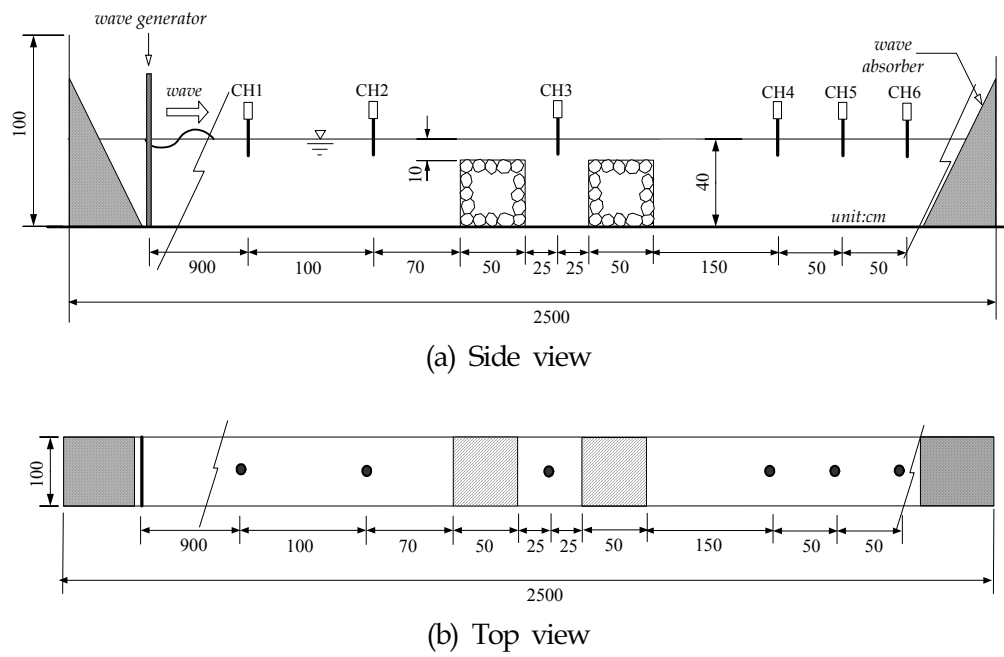
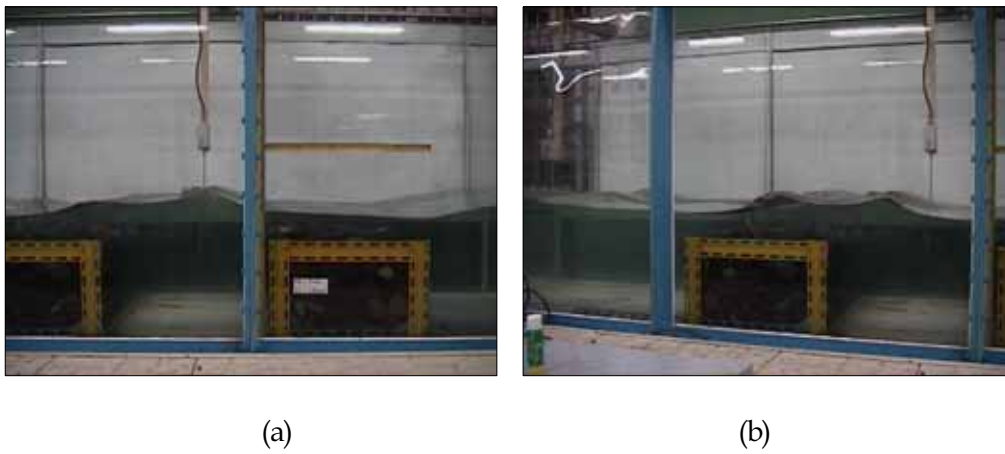


Fig. 3.20 2-row permeable submerged breakwater experiment.  
 $(B_1 = B_2 = 50\text{ cm}, l = 50\text{ cm}, h = 40\text{ cm}, qh = 10\text{ cm}, \gamma_v = 0.4)$



Pic. 3.8 2-row permeable submerged breakwater experiment.

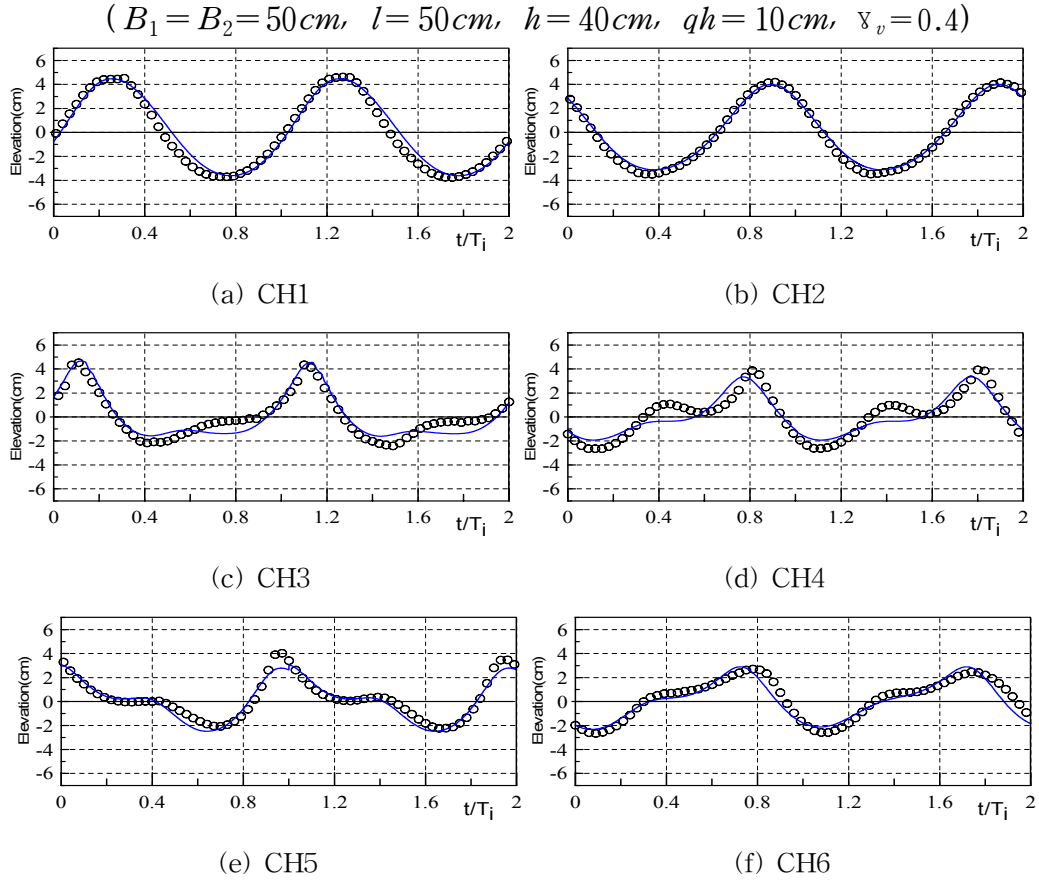


Fig. 3.21 Comparison of numerical and experimental results.

( $B_1 = B_2 = 50\text{cm}$ ,  $l = 50\text{cm}$ ,  $h = 40\text{cm}$ ,  $qh = 10\text{cm}$ ,  $\gamma_v = 0.4$ )

이상과 같이 1열 및 2열불투과성잠제 및 투과성잠제에 대한 수리모형실험 결과와 수치해석 결과와의 비교·검토한 결과, VOF법에 기초한 수치파동수로를 이용한 수치 해석모델의 타당성을 충분히 검증할 수 있었고, 특히 잠제의 천단상에서 강하게 발생하는 비선형파랑성분을 수치적으로 잘 재현하고 있으며, 쇄파후의 파랑변형과정까지 정도 높게 예측할 수 있음을 확인하였다.

# 4 파랑제어구조물 주변의 파동장 해석

제 4장에서는 수리모형실험을 통하여 검증된 VOF법에 기초한 수치파동수로를 적용하여 불투과성 및 투과성잠제 주변에서 유체입자의 속도장을 고찰하고, 잠제의 천단상에서 발생하는 쇄파를 추적함과 동시에 1열잠제와 2열잠제에 의한 공간파형을 검토하여 효과적인 잠제의 파랑제어기능을 살펴본다. 또한, 수치파동수로의 적용성을 확장하기 위하여 직립투과성방파제 및 경사사석방파제에 대한 파동장 해석을 추가적으로 수행하며, 이에 월파 및 비월파의 경우에 있어서 파동장을 수치적으로 해석한다.

## 4.1 불투과성잠제

### 4.1.1 잠제의 기하형상에 따른 쇄파위치

쇄파는 자유수면에 있어서 물입자의 수평방향의 속도  $u$ 가 파속  $C$ 이상이 될 때 발생한다. 따라서, 수치계산시 파속  $C$ 가 정확하게 정의되면 쇄파위치를 판별할 수 있다. 그러나, 본 연구의 계산수법상 파속을 정확하게 정의하는 것이 어렵기 때문에 자유표면의 형상에 따라 VOF함수  $F$ 에 의해 표면셀의 공간위치를 판단한 후 동일한  $x$ 축 격자 내의 표면셀의 위치좌표를 비교하여 쇄파위치  $x_b$ 를 판단하였다.

Fig. 4.1은 수심파장비  $h/L_i=0.2$ 의 경우에 무차원쇄파위치  $x_b/L_i$ 와 천단수심에 대한 상대파고  $H_i/qh$ 의 관계를 도식한 것이다. 그림에서 잠제의 상대폭  $B/L_i=0.3$ 의 결과는 川崎(1997)의 수리모형실험 결과로 본 수치해석 결과와 직접적으로 비교하기는 힘들지만 대체적으로 입사파의 상대파고  $H_i/qh$ 가 증가함에 따라 쇄파위치가 잠제의 바다측으로 이동해 가는 현상이 뚜렷하고, 본 수치해석 결과도 이

러한 현상을 잘 재현하고 있다. 또한, 동일한 파장에 대해 잠제폭의 변화에 따른 쇄파

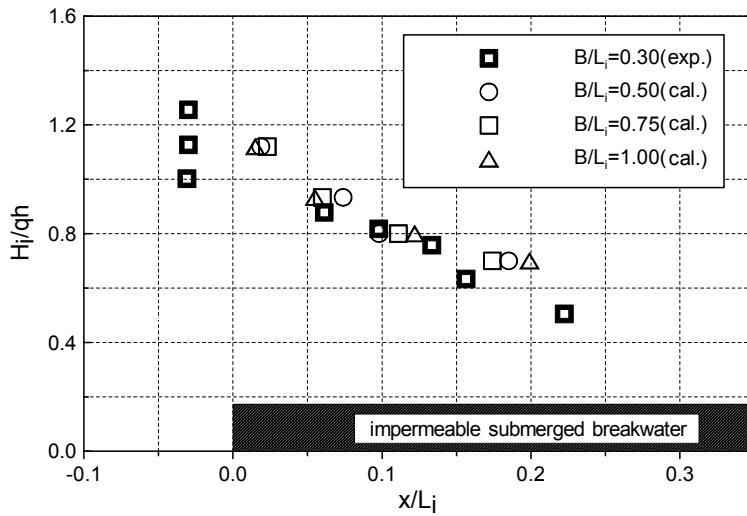


Fig. 4.1 Comparison of wave breaking points.

위치는 거의 일정하다.

#### 4.1.2 잠제주변의 비선형파랑변형 특성

파형경사  $H_i/L_i=0.028$  ( $L_i$ 는  $200\text{cm}$ ), 수심파장비  $h/L_i=0.2$ , 잠제의 상대폭  $B/L_i=1.0$ 에 대해 Fig. 4.2의 각 지점에서 천단수심의 변화에 따른 시간파형의 변화를 입사진폭으로 무차원화시킨 결과가 Fig. 4.3에 주어져 있다. 그림으로부터 Fig. 4.3(a)는 잠제전면에서의 파형으로 천단수심이 얇은  $qh=5\text{cm}$ 의 경우에 약간 비대칭인 파형이 형성되고, Fig. 4.3(b)는 잠제에 의한 수심급변화로 Fig. 4.3(a)의 파형보다 비선형성분이 커짐을 알 수 있다. Fig. 4.3(c), Fig. 4.3(d)는 각각 잠제위와 해안측의 잠제 우각부에서 나타난 시간파형으로 파곡부분이 평탄하고 파봉부분이 뾰족한 형태를 가지므로 강한 비선형성분이 발생되고 있음을 알 수 있다. Fig. 4.3(e), Fig. 4.3(f)는 각각 잠제후면에서, 즉 쇄파후의 파랑이 재생성되는 영역에서 시간파형이며,

역시 강한 비선형파랑에 의해 파랑이 분열되는 현상을 확인할 수 있다. 또한, Fig. 4.3(f)에서 천단수심이 낮을수록 정온한 배후해역을 얻을 수 있음을 알 수 있다.

따라서, 잠제 주변의 수면변동은 쇄파가 발생하는 잠제상에서 강한 비선형파가 생성되고, 쇄파후에 파랑의 재생성이 이루어지는 잠제후면에서 파봉이 분열되는 형태의 파랑이 발생된다.

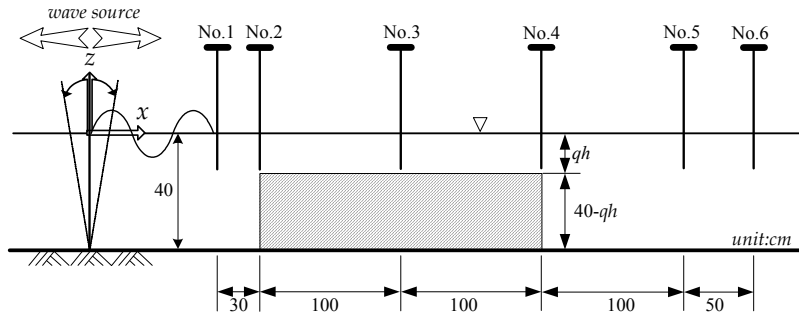
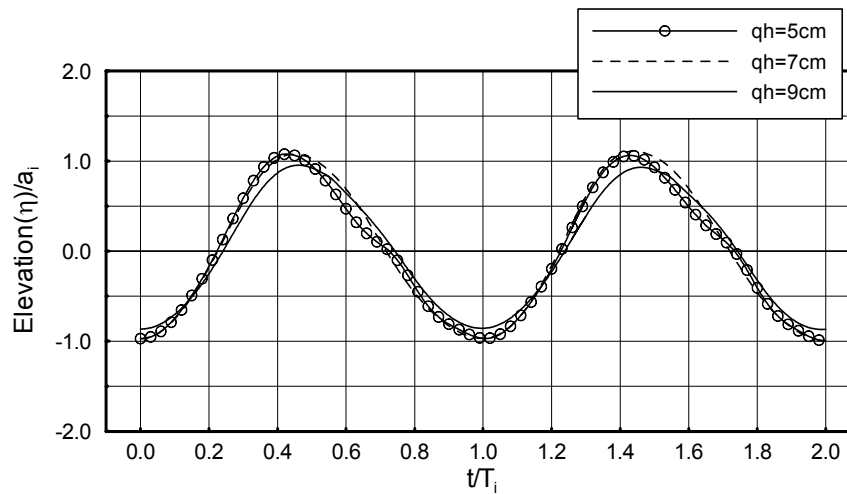
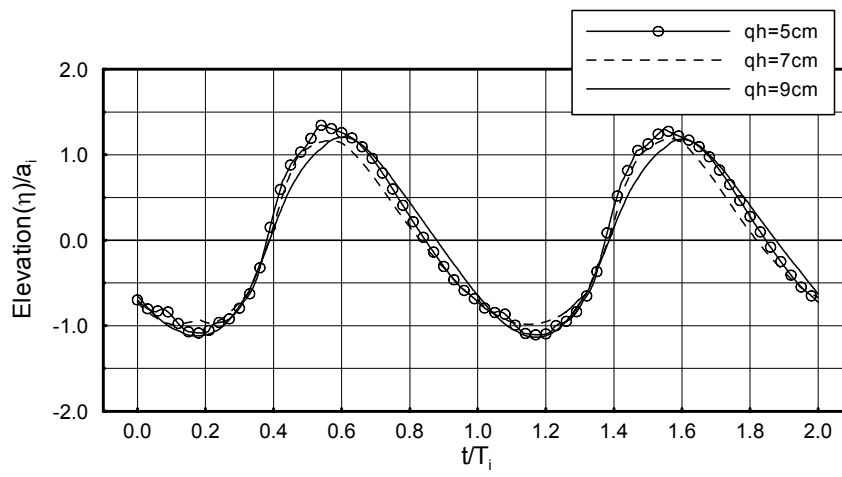


Fig. 4.2 Points of numerical computation.

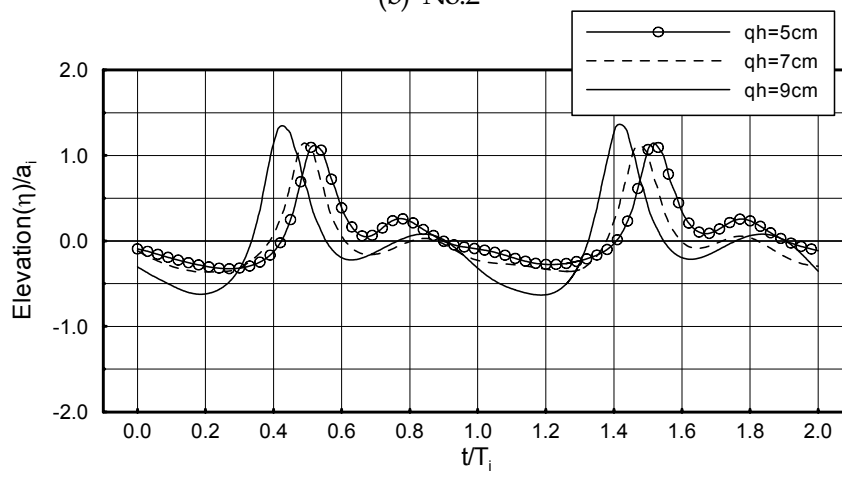


(a) No. 1

continued

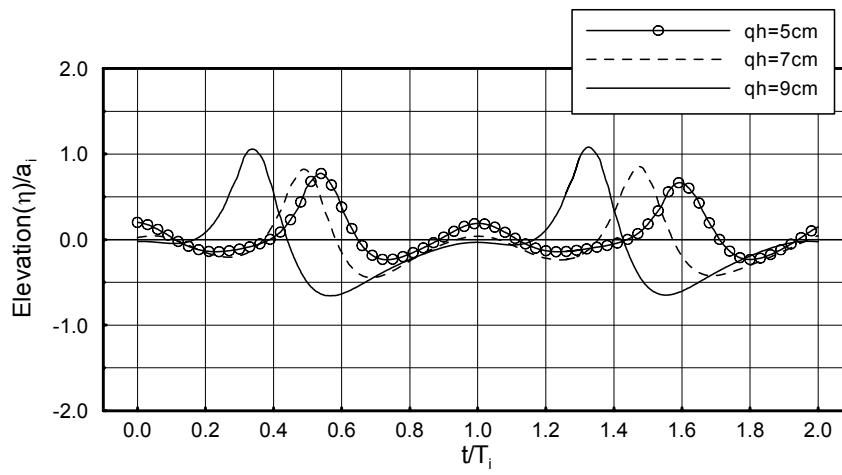


(b) No.2



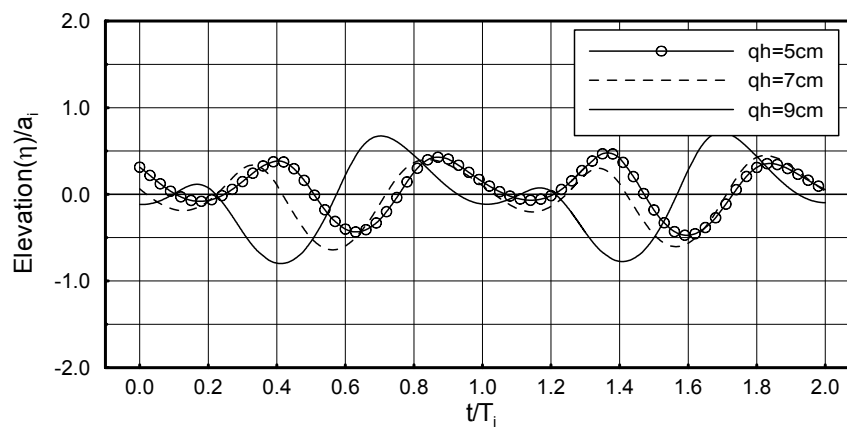
(c) No.3



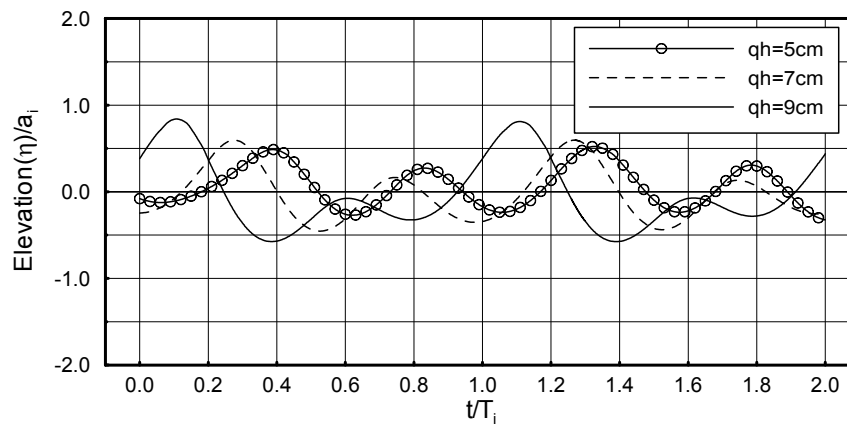


(d) No.4

continued



(e) No.5



(f) No.6

Fig. 4.3 Time variation of wave profiles.

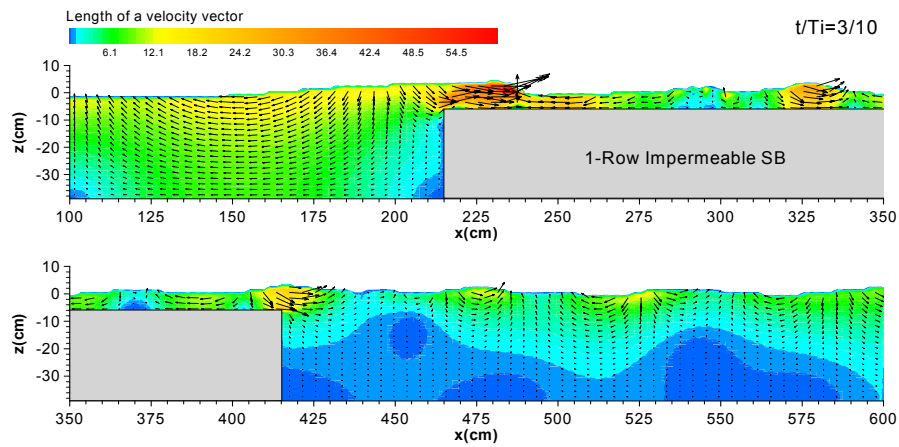
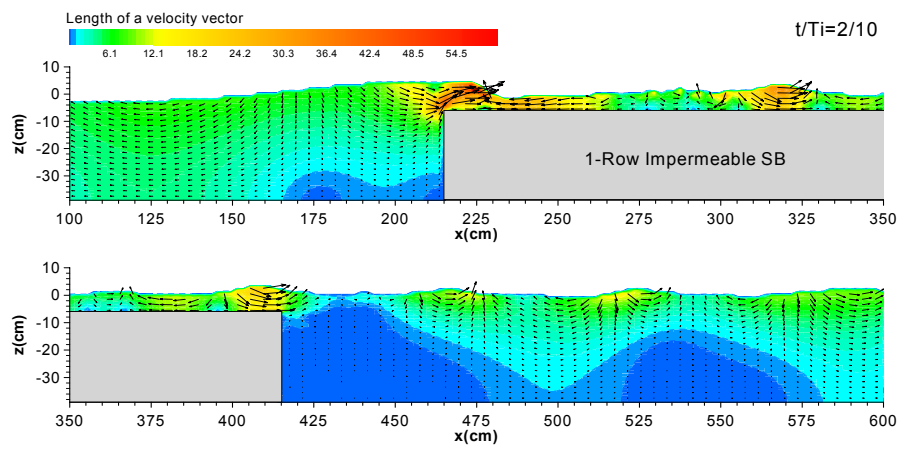
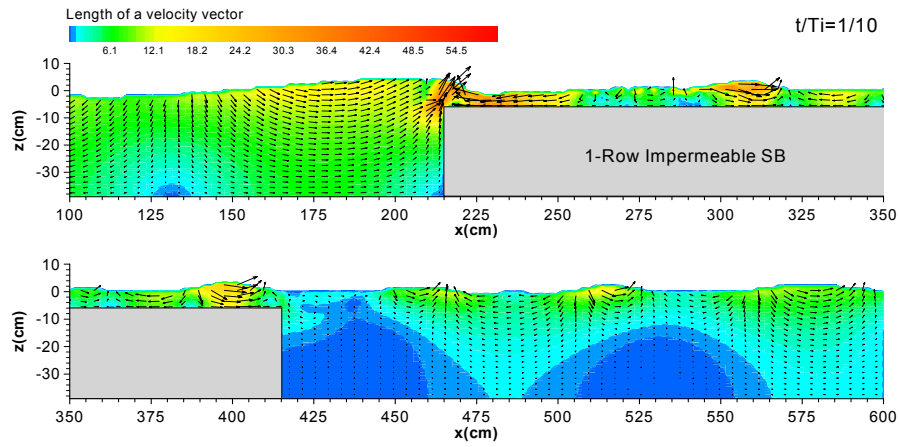
#### 4.1.3 불투과성잠제 주변의 유체입자속도장

파형경사  $H_i/L_i=0.026$ , 수심과장비  $h/L_i=0.2$ , 잠제의 상대폭  $B/L_i=1.03$ , 천단수심  $qh=6cm$ 의 경우에 1열불투과성잠제에 의한 유체입자의 속도벡터 변화양상을 Fig. 4.4에 나타낸다.

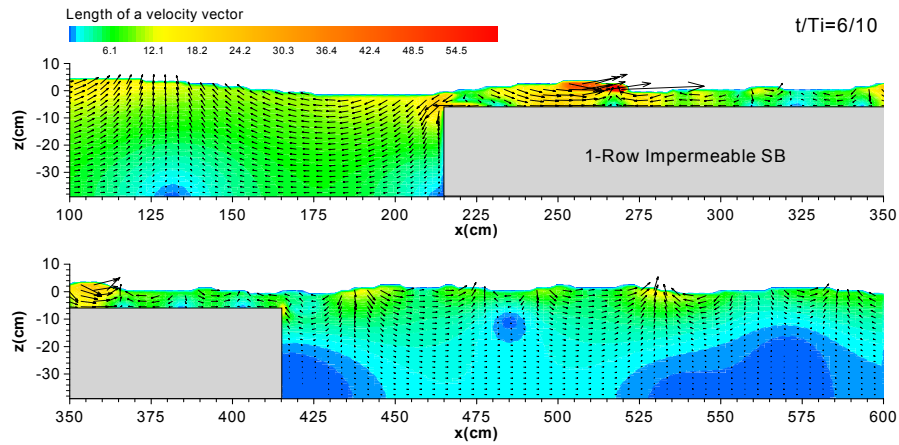
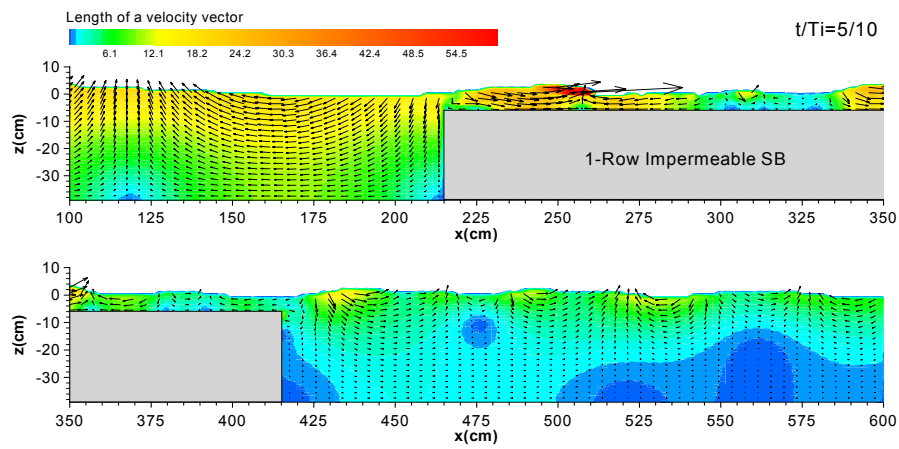
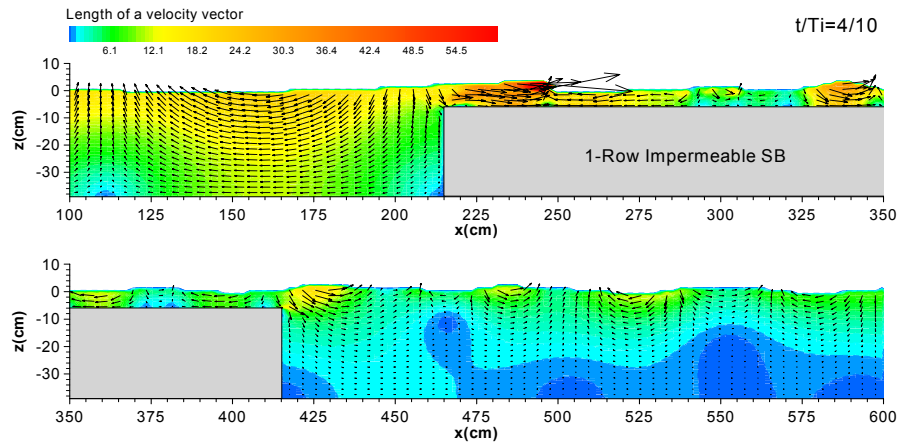
$t/T_i=9/10 \rightarrow t/T_i=10/10 \rightarrow t/T_i=1/10$ 의 과정에서 보여지는 바와 같이 입사파의 파봉이 잠제의 전면부로 접근함에 따라 잠제에 의한 수심의 급변화로 인하여 강한 비선형성분파가 발달하고, 이로부터 잠제의 전면부에서 유속벡터의 기울기가 급해지는 현상을 볼 수 있다. 또한  $t/T_i=2/10 \sim t/T_i=6/10$ 에서는 잠제천단상으로 강한 비선형성분파가 진행함에 따라 파형경사가 급해져 파정부근에서 쇄파로 인한 빠른 유체입자의 속도를 확인할 수 있으며, 쇄파점 이후에서는 입사파의 진행방향과 반대방향의 강한 유속이 발생함을 알 수 있다.  $t/T_i=7/10 \sim t/T_i=8/10$ 에서는  $x=260cm$  부근에서 쇄파된 파랑이 잠제의 천단상을 진행하고 있으며, 잠제에 의한 입사파의 쇄파후에 잠제배후에서 파랑의 파봉이 분열되어 재생성되는 현상을 확인할 수 있다.

Fig. 4.5는 Fig. 4.4와 동일한 입사조건에 대해 2열불투과성잠제의 유속벡터를 표시한 것이다. 2열불투과성잠제의 폭은 Fig. 4.4의 1열불투과성잠제 폭의 0.4배인  $0.4B$ , 잠제간의 중심거리  $l_c$ 는  $0.75L_i$ 로 하였다. 잠제에 의한 물입자의 속도벡터의 변화형태는 1열잠제와 비슷한 경향을 보이며, 잠제 사이에서 수면변동이 크게 발생된다. 또한, 잠제배후에서의 수면변동을 살펴보면 2열잠제의 경우가 1열잠제에 비해 크기가 현저히 감소되는 것을 알 수 있다.

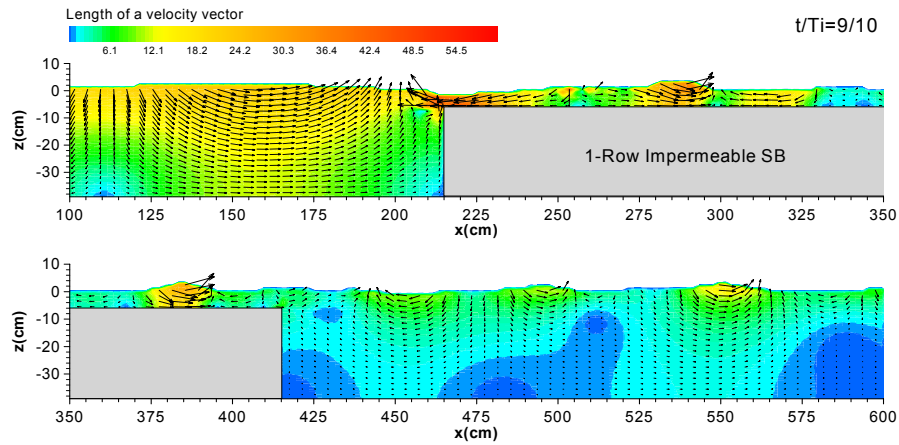
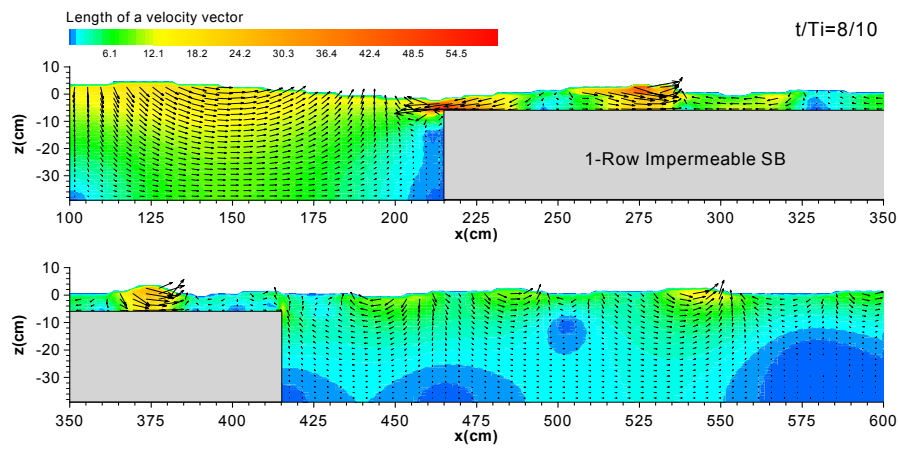
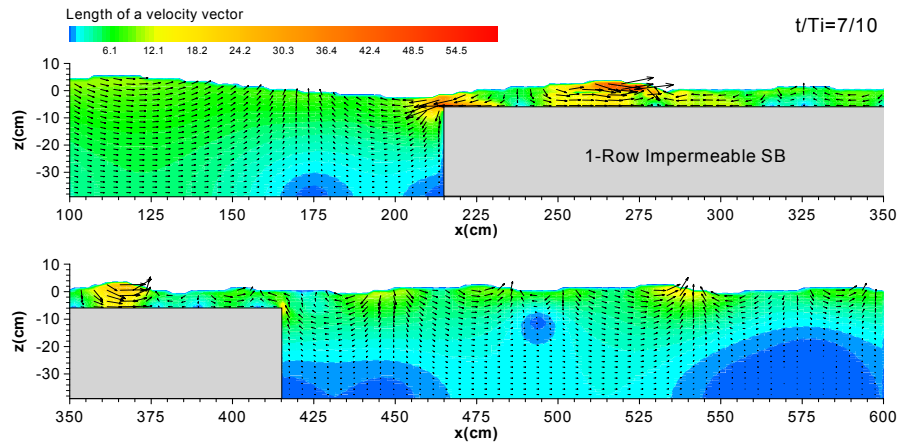




continued



continued



continued

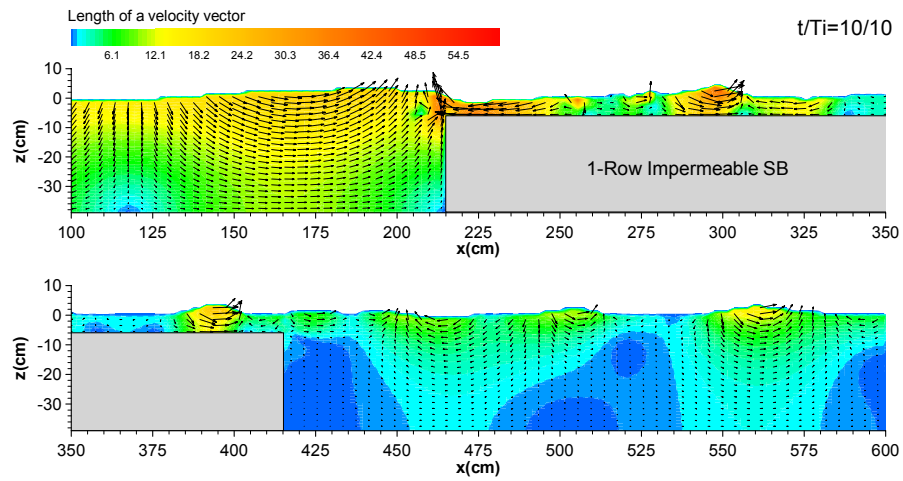
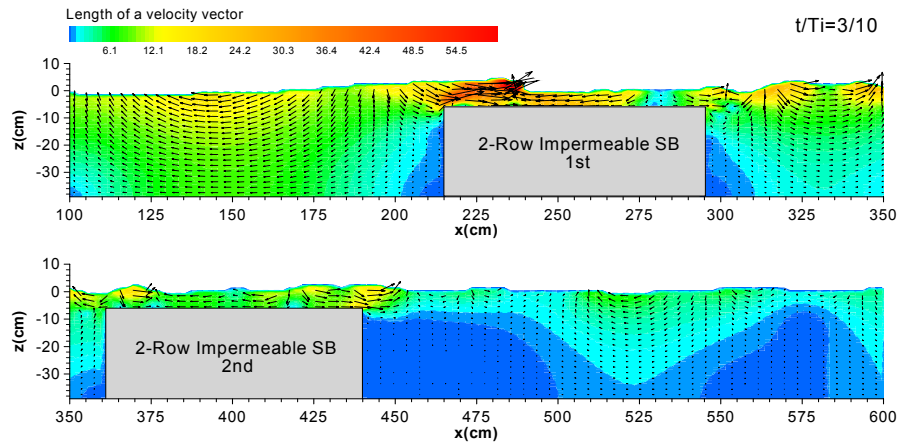
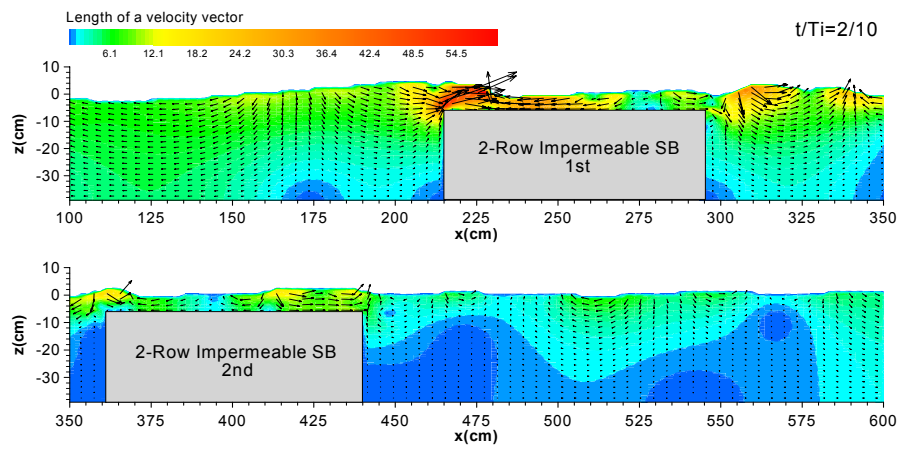
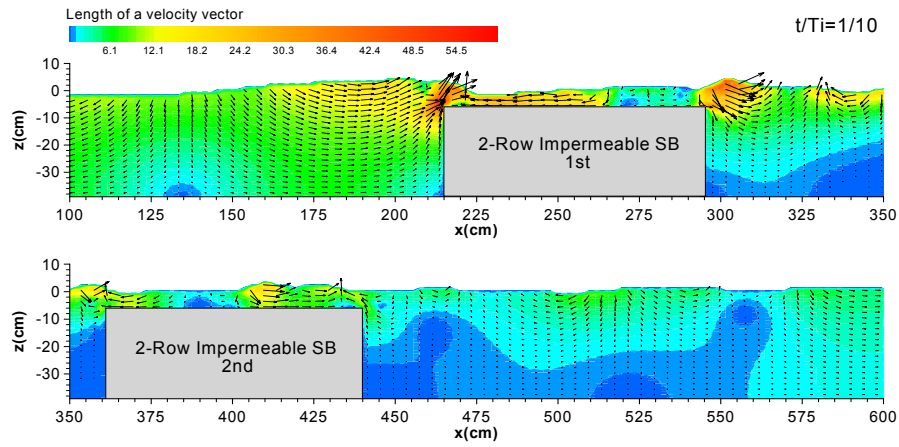
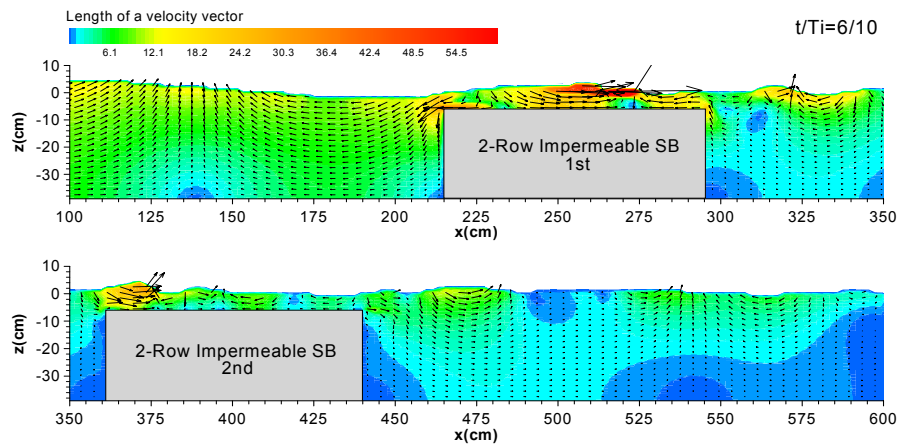
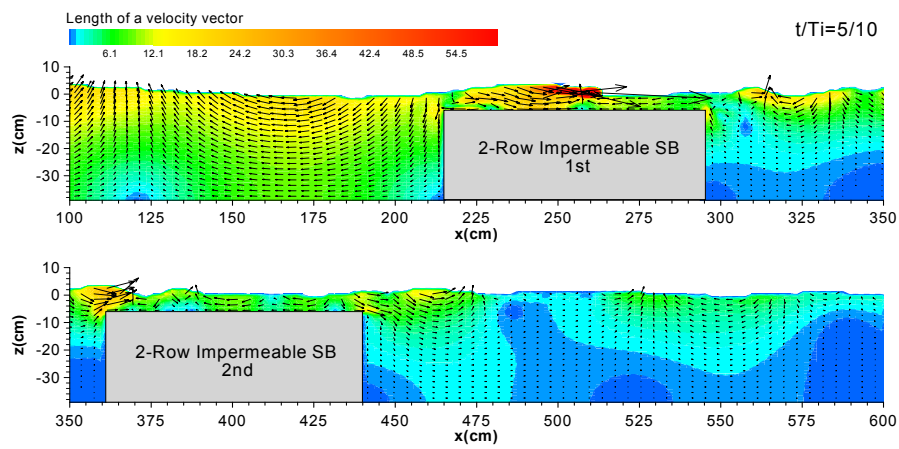
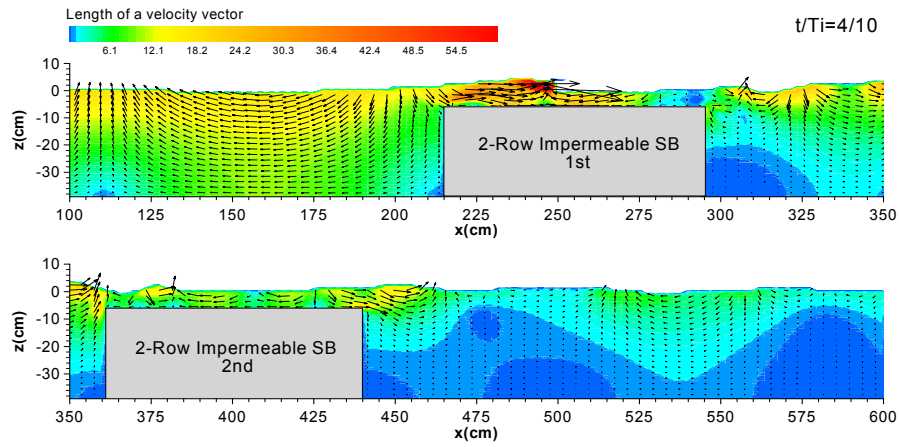


Fig. 4.4 Spatial distribution of velocity  
due to the 1-row impermeable submerged breakwater.

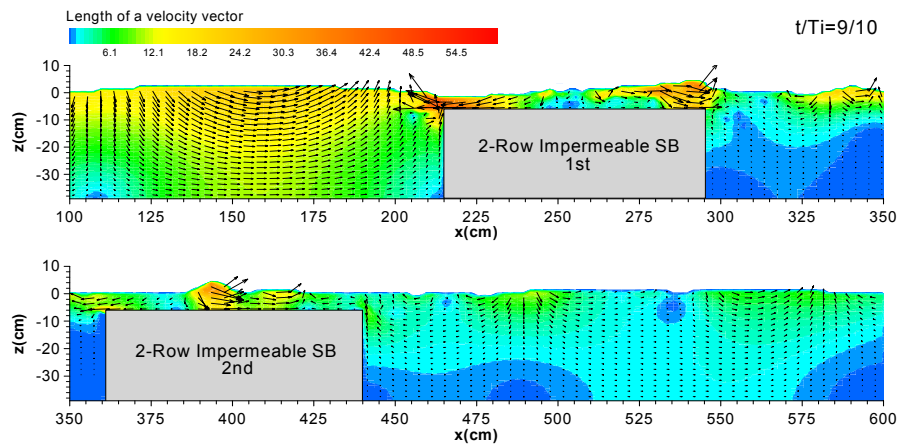
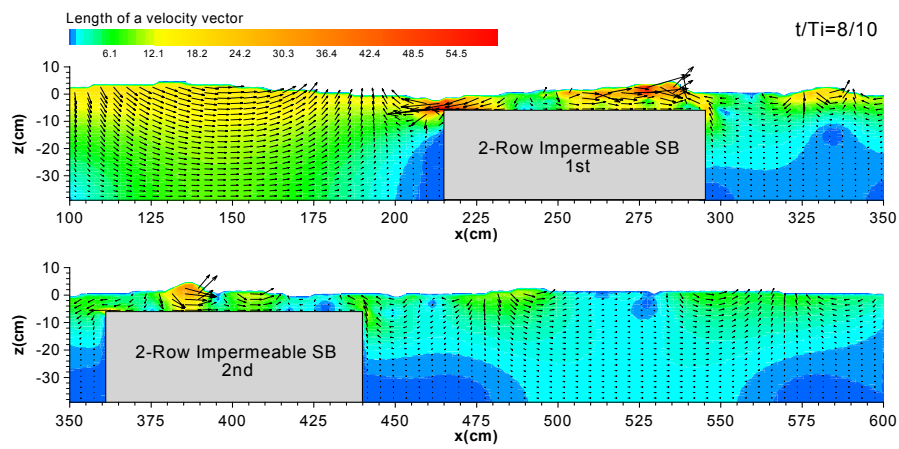
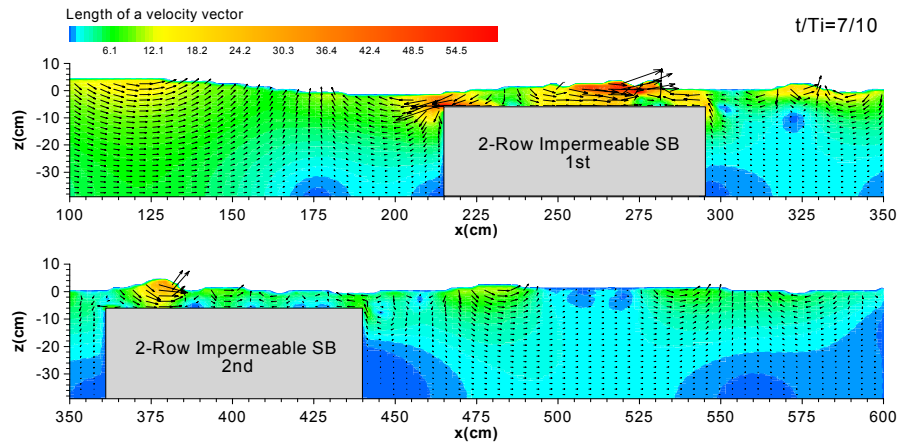


continued





continued



continued

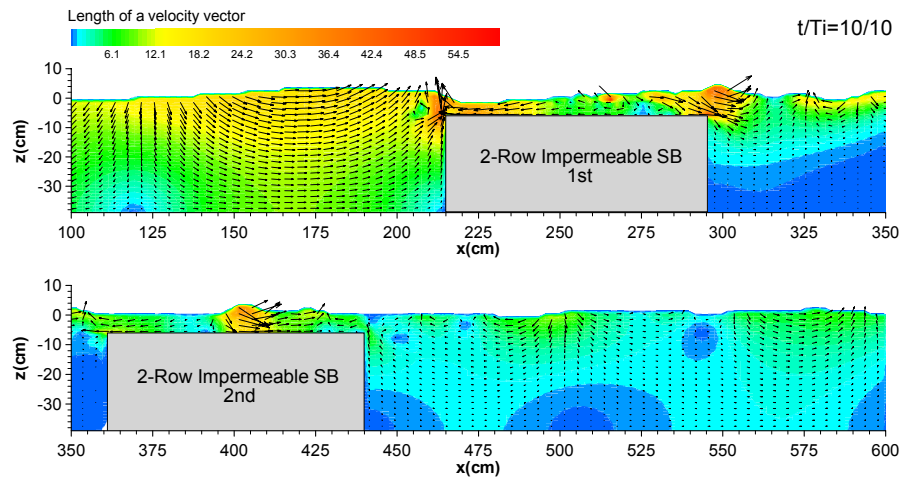


Fig. 4.5 Spatial distribution of velocity due to the 2-row impermeable submerged breakwater.

#### 4.1.4 공간파고변화와 평균수위변화

파형경사  $H_i/L_i=0.026$ , 수심파장비  $h/L_i=0.2$ , 잠제의 상대폭  $B/L_i=0.513$ , 천단수심  $qh=6cm$ 의 불투과성잠제주변의 파고  $H$ , 최대수위  $\eta_{max}$ , 최저수위  $\eta_{min}$ , 평균수위  $\bar{\eta}$ 의 공간분포를 입사파고  $H_i$ 로 무차원화시켜 나타낸 결과가 Fig. 4.6에 주어져 있다. 그림으로부터 잠제전면( $0.0 < x/L_i < 1.0$ )에서 입사파와 잠제로 인한 반사파의 간섭에 의해 부분중복파가 형성되어 무차원파고는  $0.55 < H/H_i < 1.5$  범위의 값을 보이고, 잠제배후에서는 쇄파로 인한 에너지소산으로 파고가 입사파고의  $0.3 \sim 0.6$ 배 정도로 된다는 것을 알 수 있다. 또한, 평균수위 변화  $\bar{\eta}/H_i$ 는 일반적으로 잘 알려져 있는 바와 같이 쇄파점 부근에서 wave set-down현상을 나타내고, 쇄파점 이후에서 wave set-up현상을 나타내고 있다.

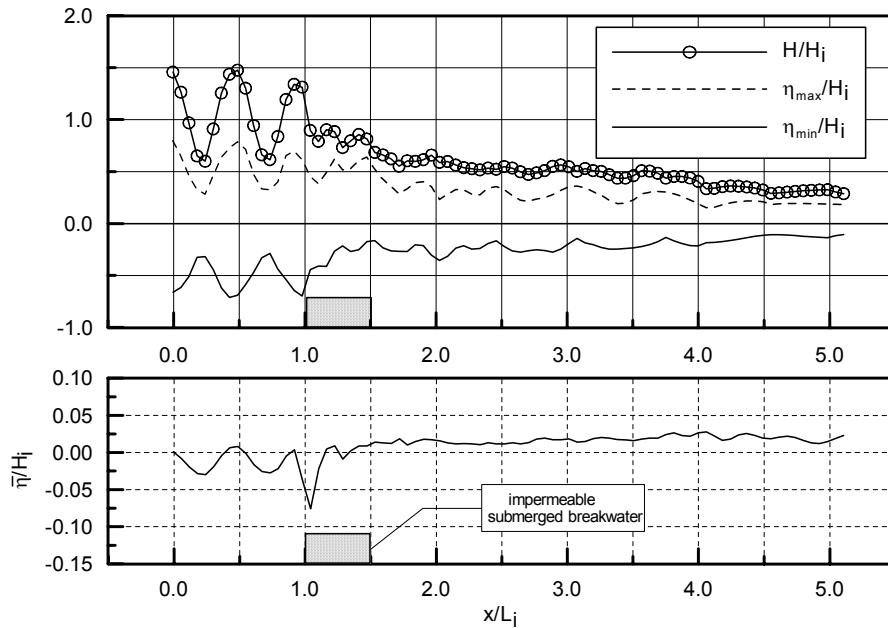


Fig. 4.6 Spatial distribution of wave height and mean water level(1).

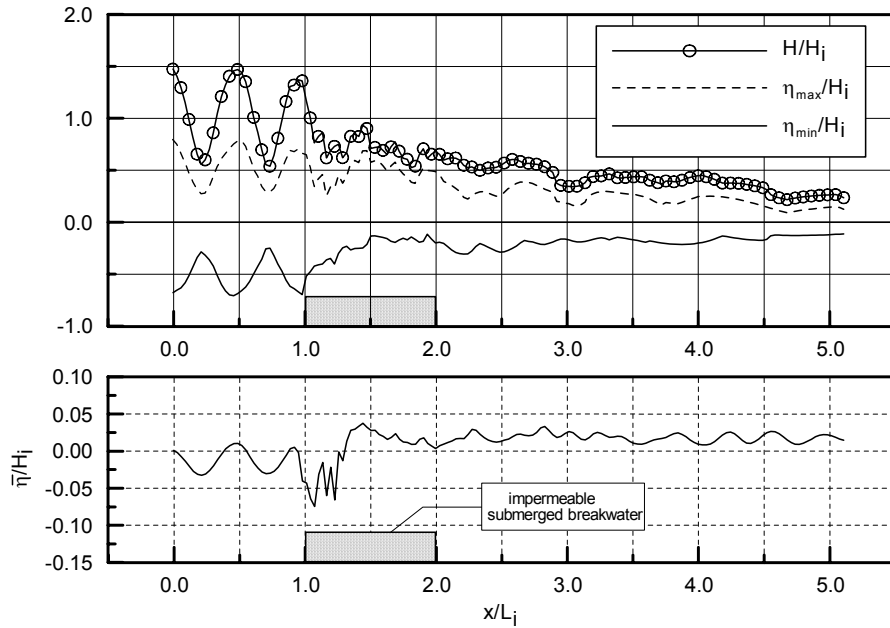


Fig. 4.7 Spatial distribution of wave height and mean water level(2).

Fig. 4.7은 Fig. 4.6과 동일한 입사조건하에서 잠제의 상대폭  $B/L_i = 1.03$ 에 대한 결과이다. Fig. 4.6과 동일하게 잠제전면에서 부분중복파( $0.55 < H/H_i < 1.5$ )가 나타나고, 쇄파후에 파고가 현저히 감소하는 경향을 보이고 있다. Fig. 4.6과 비교하여 잠제폭의 증가에 따라 잠제배후에서 입사파의 파고감쇠율이 약간 증가되는 것을 알 수 있다. 잠제폭의 증가로 쇄파점 이후( $x/L_i \approx 1.4$ )에서 생성되는 wave set-up현상은 Fig. 4.6에 비해 매우 크다. Fig. 4.6과 Fig. 4.7에 있어서 부분중복파에 대한 평균수위 변화는 배(antinode)에서 상승하고 마디(node)에서 하강하는 것을 알 수 있으며, 잠제 배후에서는 평균수위가 상승된다.

Fig. 4.8은 Fig. 4.7과 동일한 입사조건과 잠제폭에 대해 천단수심을 Fig. 4.7의 2배인  $qh = 12\text{cm}$ 로 한 경우의 결과를 나타낸 것이다. 천단수심이 증가함에 따라 잠제에 의한 반사파가 감소되므로 Fig. 4.7에 비해 잠제전면에서의 부분중복파의 크기는  $0.8 < H/H_i < 1.2$ 로 감소되며, 잠제천단상으로 투과파가 증가하여 잠제후면에서 파고감쇠율이 Fig. 4.7에 비해 작은 것을 확인 할 수 있다. 이러한 결과는 천단수심이

감소함에 따라 잠제에 의한 쇄파의 규모가 큰 plunging형 쇄파가 발생하고, 반대로 천단수심이 증가함에 따라 쇄파의 규모가 적은 spilling형 쇄파가 발생된다고 지적한 川崎(1997)의 수리모형실험 결과와 일치하는 것으로 판단되며, 본 연구의 수치해석을 통해서도 잠제의 천단수심  $qh$ 는 입사파의 파고감쇠를 결정하는 중요한 변수임을 확인할 수 있다.

평균수위변화를 보면 쇄파점에서의 wave set-down과 wave set-up, 잠제후면에서의 수위상승이 확인되지만, Fig. 4.7에 비해 그 크기는 상대적으로 작다.

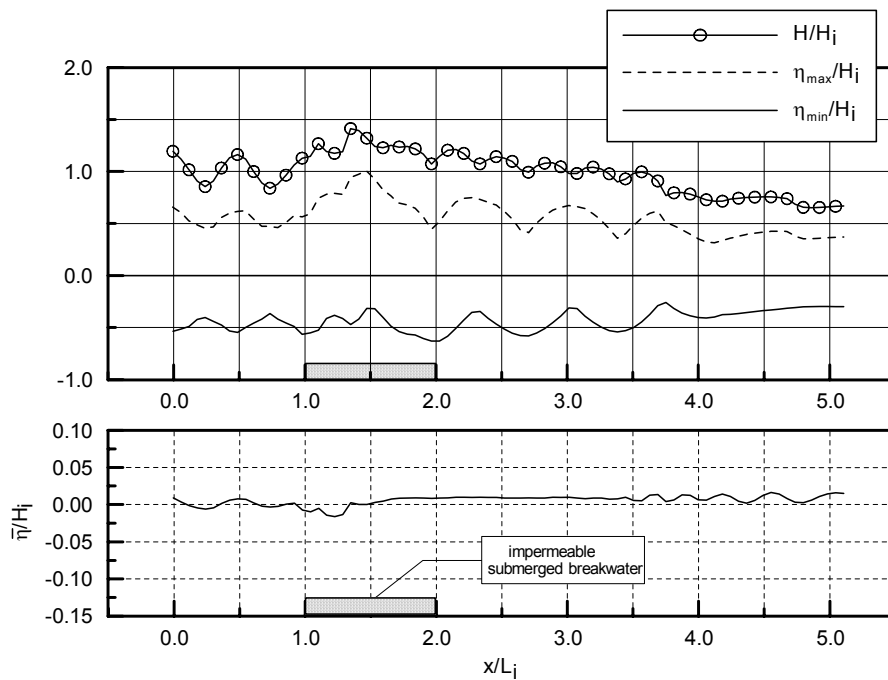


Fig. 4.8 Spatial distribution of wave height and mean water level(3).

Fig. 4.9는 Fig. 4.7과 동일한 입사조건과 잠제의 천단수심에 대해 2열불투과성잠제에 의한 파고변화와 수면상승율의 변화를 나타낸 결과이다. 2열불투과성잠제의 폭은  $B_1 = B_2 = 0.4B$  ( $B$  ; Fig. 4.7의 1열불투과성잠제의 폭)로 하였으며, 잠제간의 중심

거리  $l_c$ 는  $0.75L_i$  ( $L_i$  ; 입사파의 파장)이다. 동일한 천단수심을 갖는 Fig. 4.6과 Fig. 4.7의 무차원파고분포  $H/H_i$ 를 비교하면 1열잠제인 Fig. 4.6과 Fig. 4.7은 잠제전면에서 거의 동일한 파고를 보이고 있으나 Fig. 4.9의 1열잠제의 경우 잠제전면에서 무차원파고의 크기가  $0.7 < H/H_i < 1.2$ 로 Fig. 4.6과 Fig. 4.7에 비해 상대적으로 작다. 이는 김 등(2000)에 의해 지적된 Bragg반사의 영향에 기인한 것으로 판단된다. 잠제배후에서의 무차원파고는 Fig. 4.7에 비해 현저히 감소되며, 본 연구는 다열잠제의 파랑제어능력을 검토하고 있는 김 등(2000)의 결과와 동일한 경향을 나타낸다.

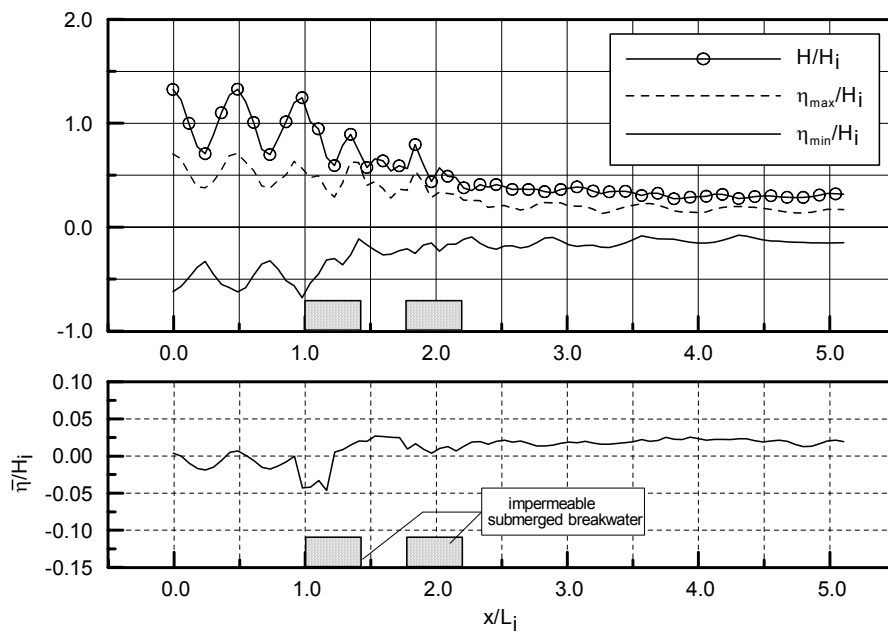


Fig. 4.9 Spatial distribution of wave height and mean water level(4).

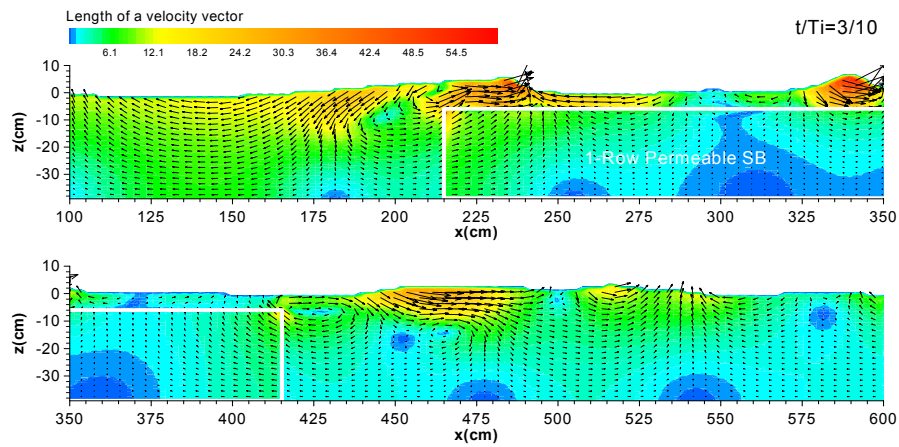
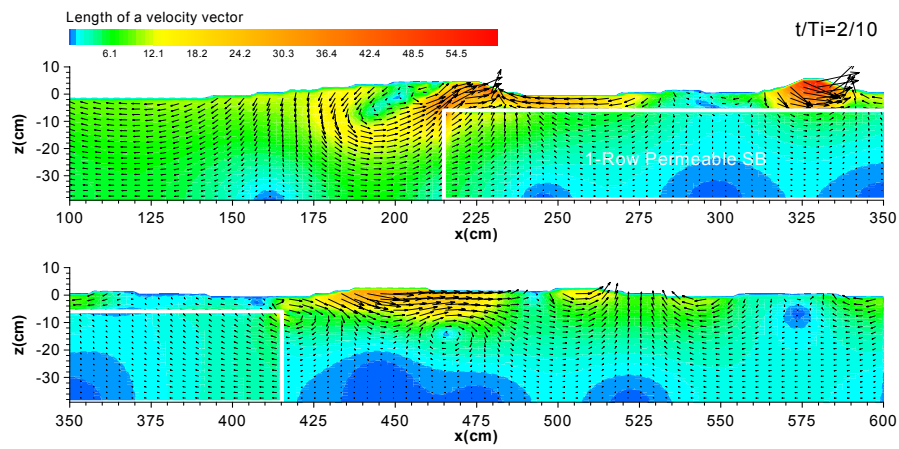
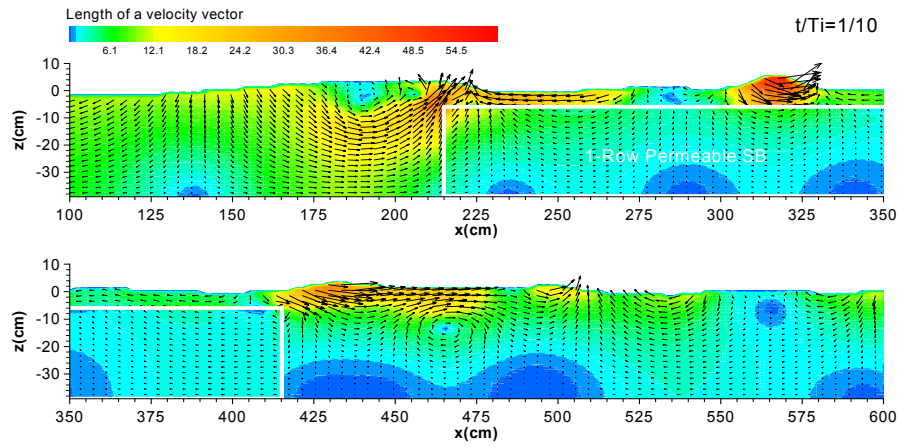
## 4.2 투과성잠제

### 4.2.1 투과성잠제 주변의 유체입자속도장

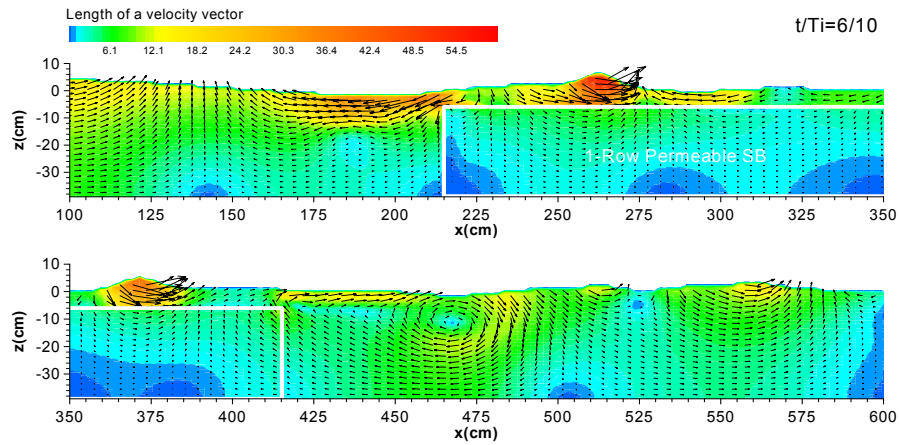
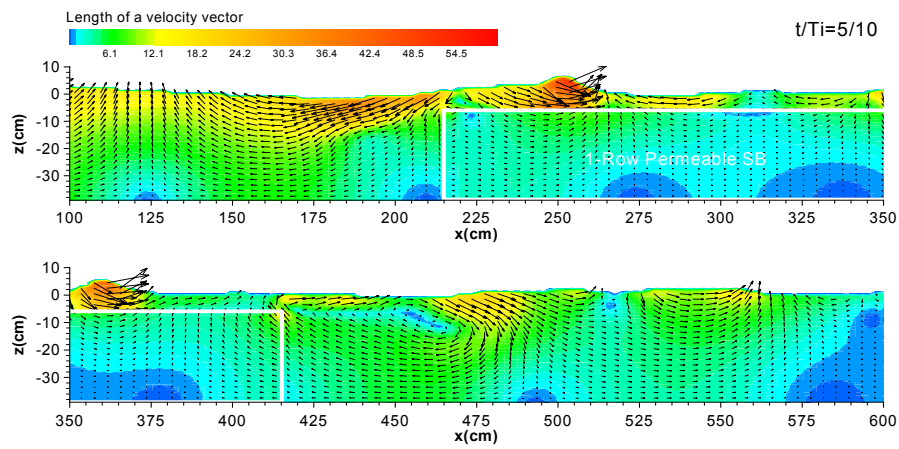
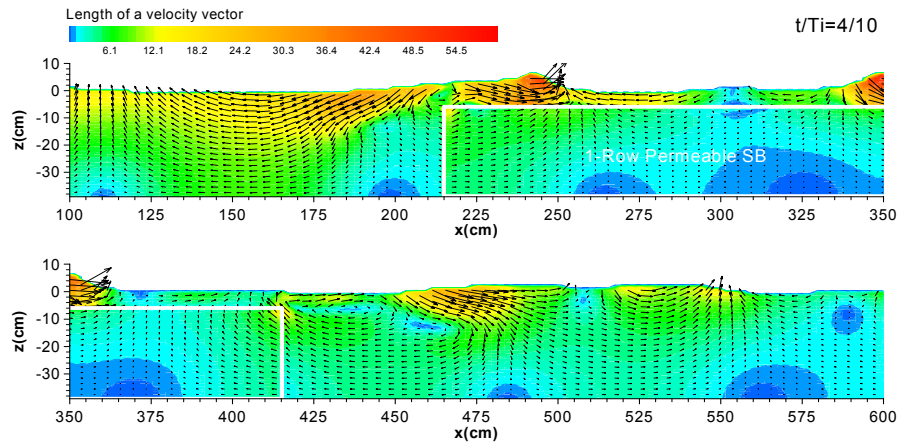
각각 입사파고  $H_i = 6\text{ cm}$ , 주기  $T_i = 1.2\text{ sec}$ 의 경우에 1열투과성잠제 ( $B = 200\text{ cm}$ ,  $qh = 5\text{ cm}$ ,  $\gamma_v = 0.4$ )에 의한 유속분포를 Fig. 4.10에 나타낸다. 그림을 보면 알 수 있는 바와 같이 입사파가 잠제로 접근함에 따라 잠제로 인한 수심의 급변화에 의해 잠제전면상에서 유체입자속도의 기울기가 급해지고, 파랑의 비선형성분이 급격히 발달하며( $t/T_i = 10/10 \sim t/T_i = 2/10$ ), 잠제천단상을 진행함에 따라 쇄파가 발생되고( $t/T_i = 3/10 \sim t/T_i = 6/10$ ), 전 시계열에 걸쳐 잠제후면에서는 잠제에 의한 쇄파로 인해 파봉이 분열되는 현상을 관찰할 수 있다. 또한, 잠제천단상에서 쇄파후의 유속은 바다쪽으로 향하는 흐름이 발생되고, 잠제배후의 자유수면부근에서는 해안쪽을 향하는 강한 흐름이 형성되며,  $450\text{ cm} \leq x \leq 500\text{ cm}$ 에서 시계방향의 강한 와(vortex)가 형성됨을 알 수 있다.

Fig. 4.11은 Fig. 4.10과 동일한 입사조건에 대해 2열투과성잠제( $B_1 = B_2 = 80\text{ cm}$ ,  $l_c = 0.75L_i$ ;  $L_i$ 은 입사파장,  $qh = 5\text{ cm}$ ,  $\gamma_v = 0.4$ )의 경우에 유속분포를 나타낸 것이다. 그림으로부터 1열잠제와 동일하게  $t/T_i = 2/5$ 에서 잠제에 의한 수심의 급변화로 잠제전면에서 비선형파랑성분이 크게 발달하고, 첫 번째 잠제의 천단상에서 쇄파가 발생하며, 잠제의 사이( $300\text{ cm} \leq X \leq 350\text{ cm}$ )와 배후( $480\text{ cm} \leq x \leq 500\text{ cm}$ )에서 시계방향의 강한 와가 발생함을 알 수 있다. 특히, 2열잠제의 경우에 잠제 사이에서 트렌치와 같은 파랑제어효과를 나타내므로 잠제배후영역에서 유체입자의 속도 벡터 크기가 1열잠제에 비해 작다는 것을 알 수 있다. 와의 크기는 1열잠제와 2열잠제 모두 전 시간스텝에 있어서 잠제의 형상과 배치에 따라 다소 차이를 보이지만 방향은 일정한 결과를 나타낸다.

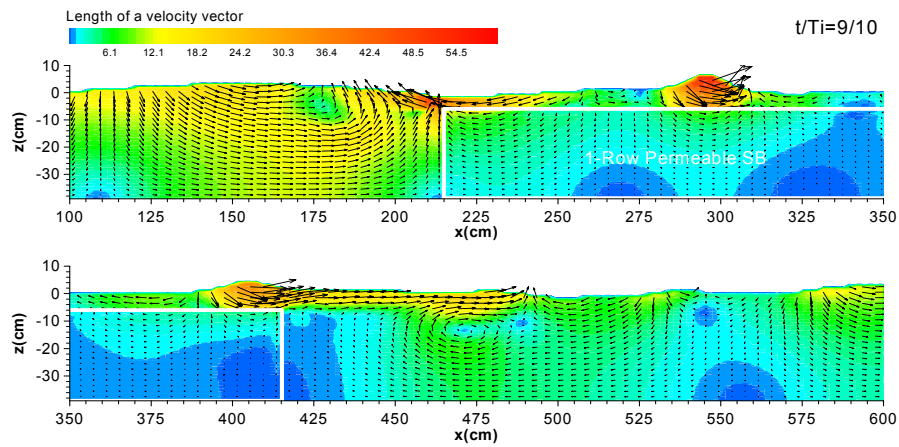
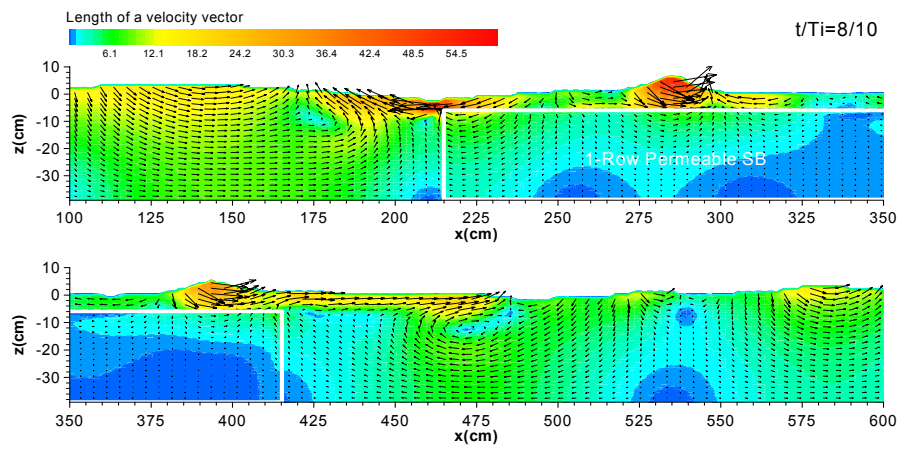
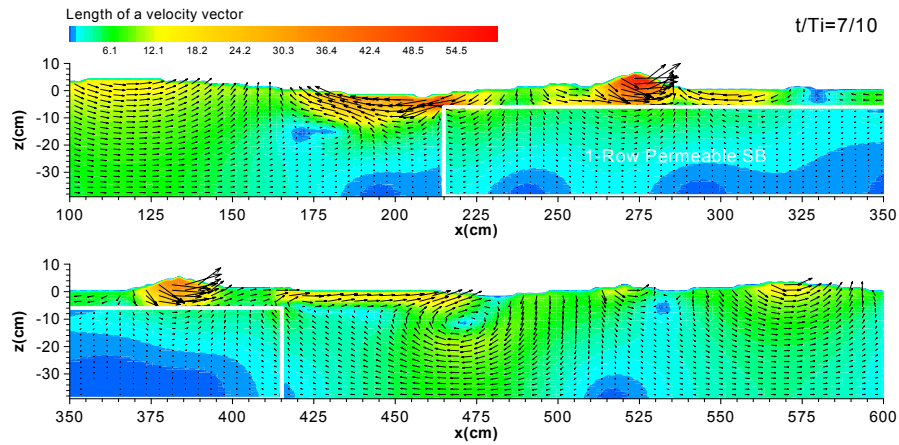




continued



continued



continued

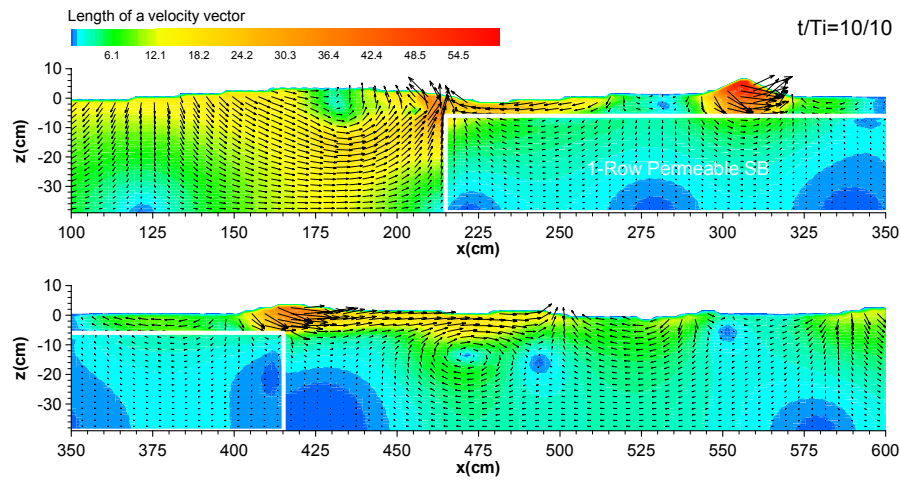
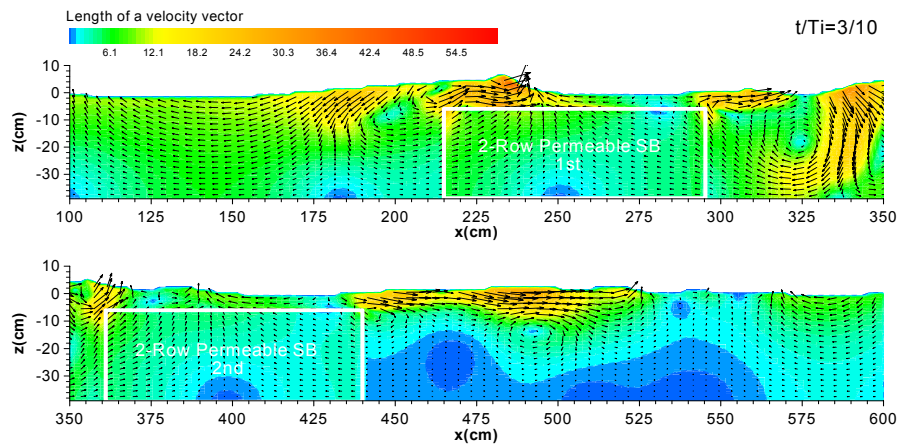
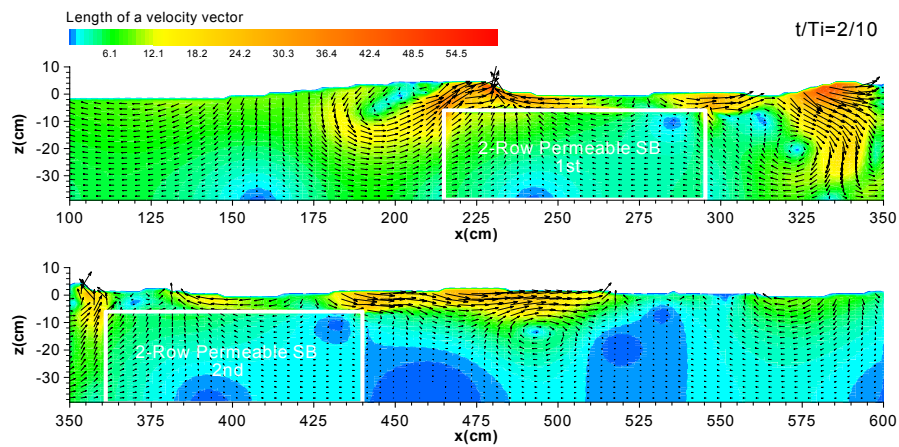
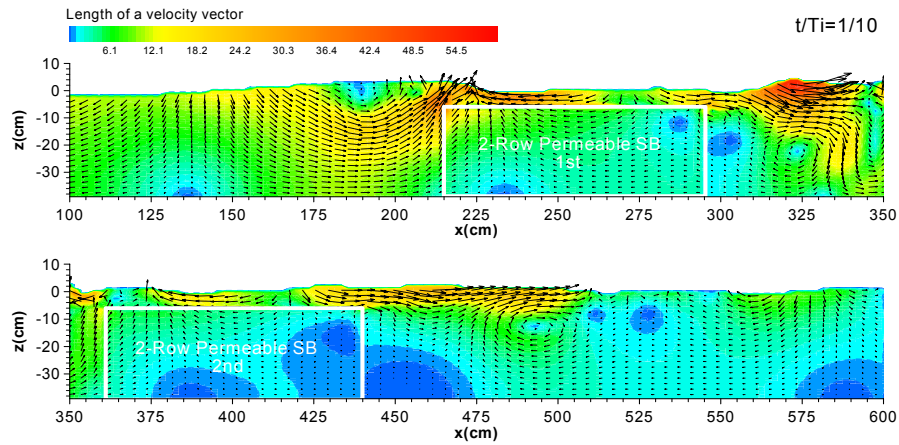
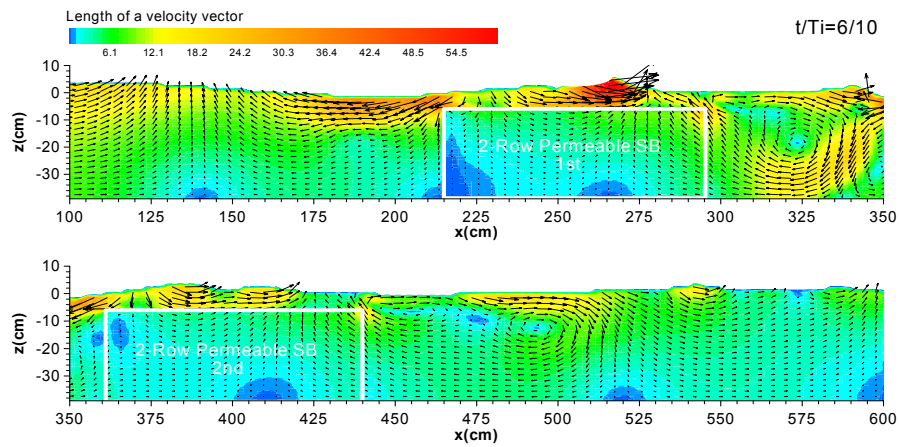
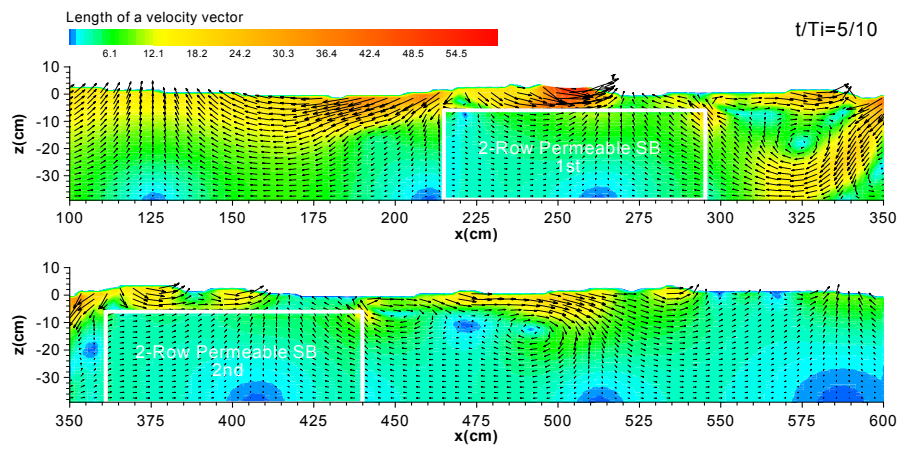
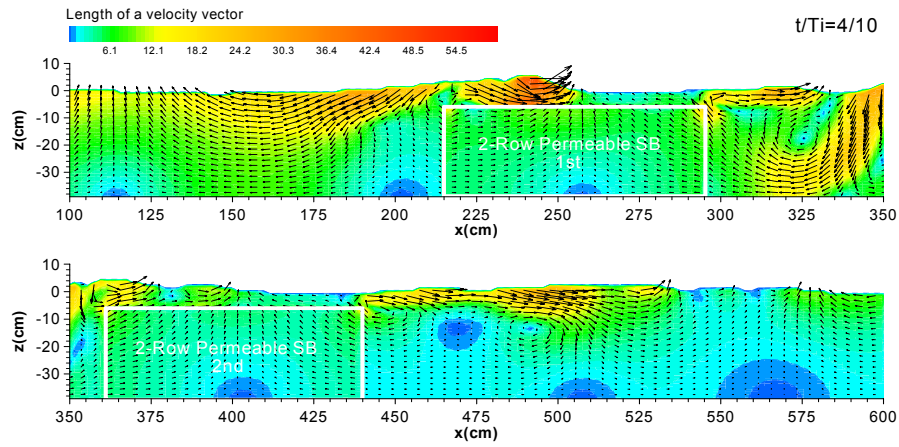


Fig. 4.10 Spatial distribution of velocity due to the 1-row permeable submerged breakwater.

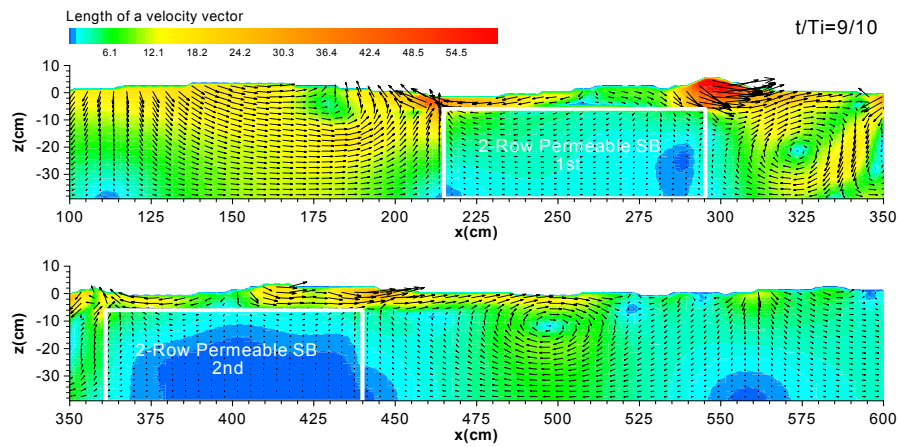
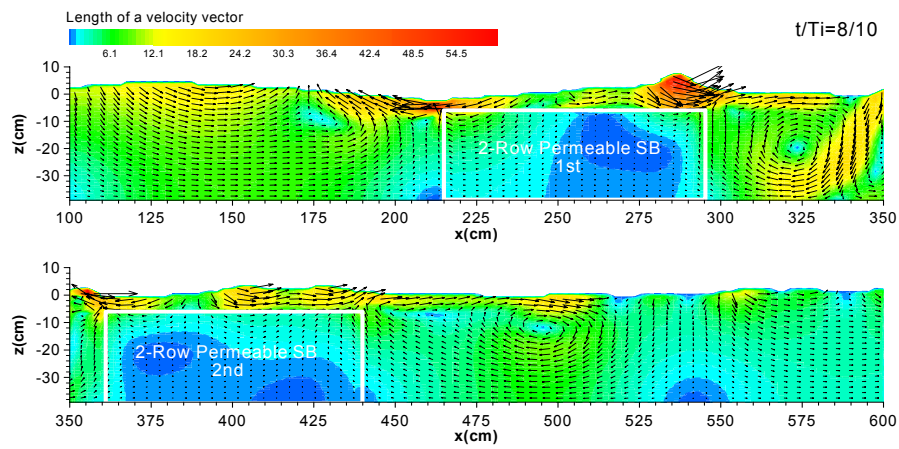
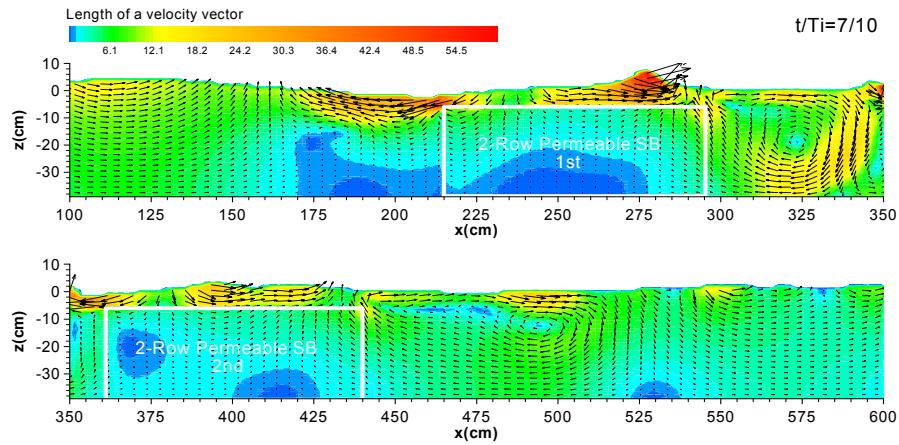


continued





continued



continued

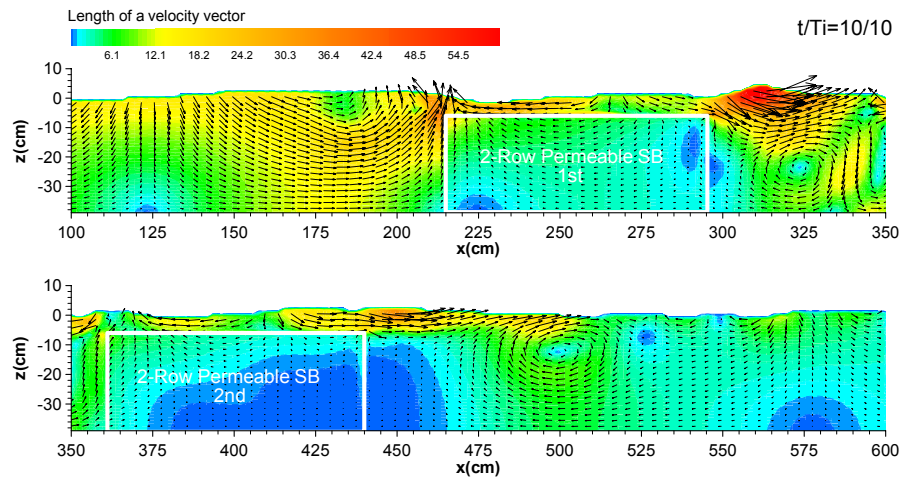


Fig. 4.11 Spatial distribution of velocity due to the 2-row permeable submerged breakwater.



## 4.2.2 공간수면변동

파형경사  $H_i/L_i=0.031$ , 수심파장비  $h/L_i=0.205$ , 잠제의 상대폭  $B/L_i=1.02$ , 천단수심  $qh=5cm$ 의 경우에 투과성잠제에 의한 수면변동의 공간 분포를 나타낸 것이 Fig. 4.12이다. 그림으로부터 1열투과성잠제의 전면에서 잠제에 의한 반사파와 입사파의 위상간섭으로 인해 부분중복파가 형성되어 일정한 포락선을 형성하고 있고, 불투과성잠제의 천단에서 시간과형 Fig. 4.3(c)와 동일하게 투과잠제의 천단상에서 강한 비선형파의 발생으로 파봉이 뾰족하고 파곡이 평탄해지는 현상을 볼 수 있다. 잠제배후에서는 투과성잠제를 통과하면서 수면변동이 감소되는 것을 확인할 수 있다.

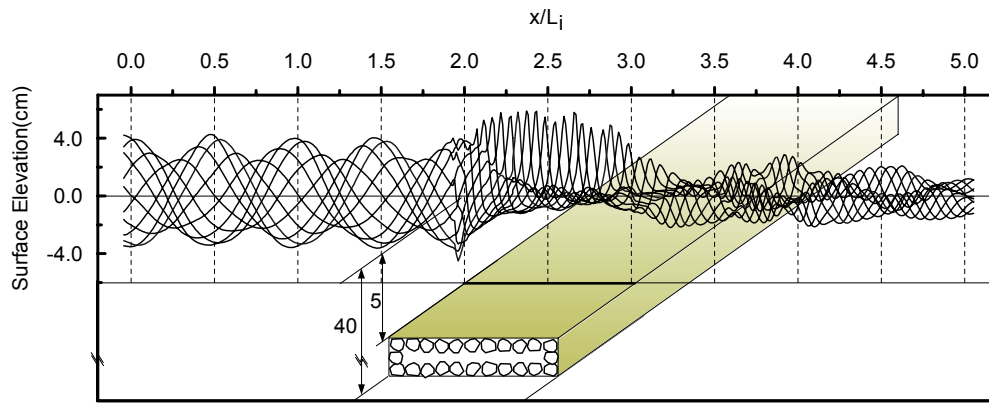


Fig. 4.12 Spatial distribution of water level due to the 1-row permeable submerged breakwater(1).

Fig. 4.13은 Fig. 4.12와 동일한 입사조건에서 잠제의 상대폭만을  $B/L_i=0.41$ 로 감소시켜 계산한 결과이다. 잠제전면에서의 수면변동은 Fig. 4.12와 거의 동일하지만 잠제폭의 감소에 따라 잠제후면에서의 수면변동이 Fig. 4.12와 비해 크게 나타나는 것을 알 수 있고, 동일하게 잠제의 천단상에서 강한 비선형파가 확인된다.

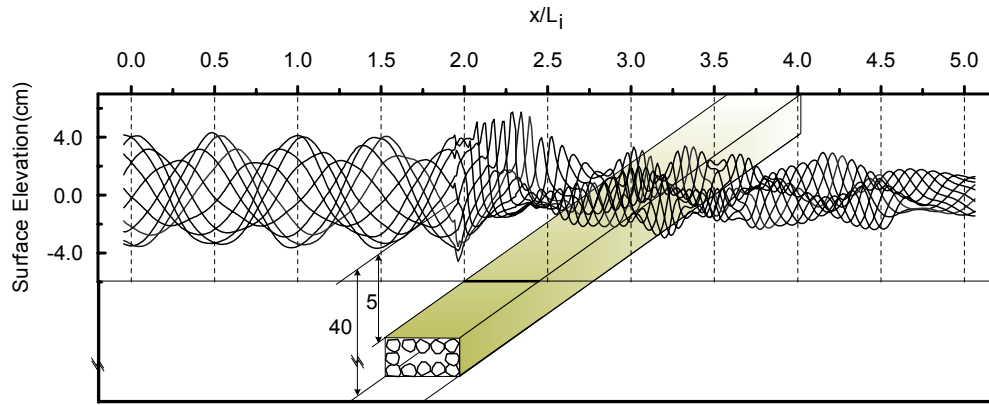


Fig. 4.13 Spatial distribution of water level due to the 1-row permeable submerged breakwater(2).

Fig. 4.14는 Fig. 4.12와 동일한 입사조건과 천단수심에 대해 2열잠제 ( $B_1 = B_2 = 80\text{cm}$ ,  $l_c = 0.75L_i$ ;  $L_i$ 은 입사파장,  $qh = 5\text{cm}$ )의 경우에 수치해석 결과를 표시한 것이다. 동일한 천단수심에서 1열불투과성잠제와 2열불투과성잠제의 반사율이 차이를 나타내는 것과는 달리 1열투과성잠제와 2열투과성잠제 전면에서의 수면변동은 거의 동등하며, 따라서 Bragg반사의 영향이 크게 나타나지 않는 것으로 판단된다. 2열투과성잠제에서도 1열투과성잠제와 동일하게 잠제의 천단상에서 강한 비선형성분파가 발생하고, 그 크기는 해안측의 잠제상에서 발생한 비선형파보다 바다 측에서 발생한 비선형성분파가 더욱 크다. 또한, 잠제배후에서의 수면변동은 Fig. 4.12 및 Fig. 4.13의 1열투과성잠제에 비해 상당히 안정된 수면변동을 이루고 있음을 볼 수 있다.

#### 4.2.3 공간파고변화와 평균수위변화

파형경사  $H_i/L_i = 0.026$ , 수심파장비  $h/L_i = 0.2$ , 잠제의 상대폭  $B/L_i = 1.03$ , 천단수심  $qh = 6\text{cm}$ 의 경우에 투과성잠제 주변의 파고  $H$ , 최대수

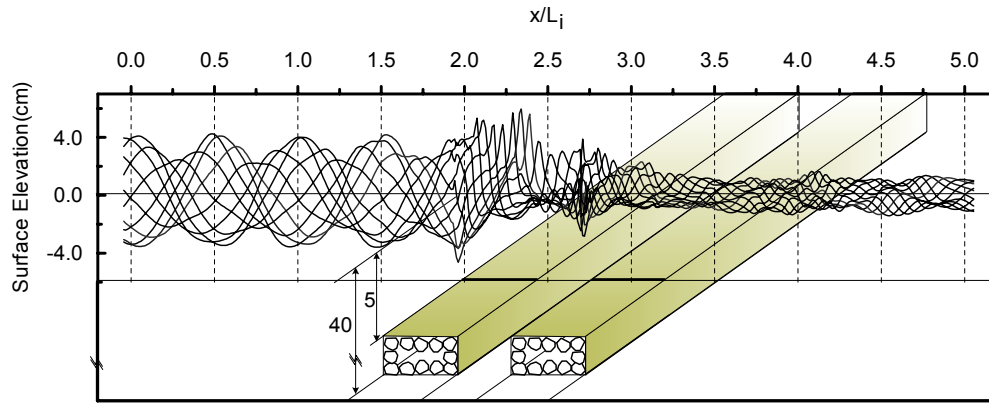


Fig. 4.14 Spatial distribution of water level due to the 2-row permeable submerged breakwater(3).

위  $\eta_{\max}$ , 최저수위  $\eta_{\min}$ , 평균수위  $\bar{\eta}$ 의 공간분포를 입사파고  $H_i$ 로 무차원화시켜 나타낸 것이 Fig. 4.15에 주어져 있다. 그림으로부터 불투과성잠제와 동일하게 잠제전면( $-1.0 < x/L_i < 0.0$ )에서 입사파와 잠제로 인한 반사파에 의해 부분중복파( $0.8 < H/H_i < 1.2$ )가 형성되고 있으나 동일한 잠제형상을 갖는 Fig. 4.7에 비해 그 크기는 작고, 잠제배후에서의 파고감쇠효과는 Fig. 4.7에 나타난 1열불투과성잠제의 경우가 1열투과성잠제에 비해 크다는 것을 알 수 있다. 1열투과성잠제의 평균수위는 잠제상에서 급격히 증대되고, 또한 잠제배후에서도 수면상승이 나타난다.

Fig. 4.16은 Fig. 4.15와 동일한 입사조건에서 잠제의 상대폭을  $B/L_i = 0.513$ 으로 변화시킨 결과이다. 동일한 천단수심과 입사조건이지만 Fig. 4.16과 Fig. 4.15로부터 알 수 있듯이 잠제폭이 넓어지면 파랑이 투과층을 통과하는 폭이 증가되므로 유체저항길이가 길어지게 되며, 이로 인하여 잠제배후에서 무차원파고가 작아지는 것으로 판단된다. 반면, 천단폭의 변화에 따른 잠제전면에서의 반사파고의 차이는 작다는 것을 알 수 있다.

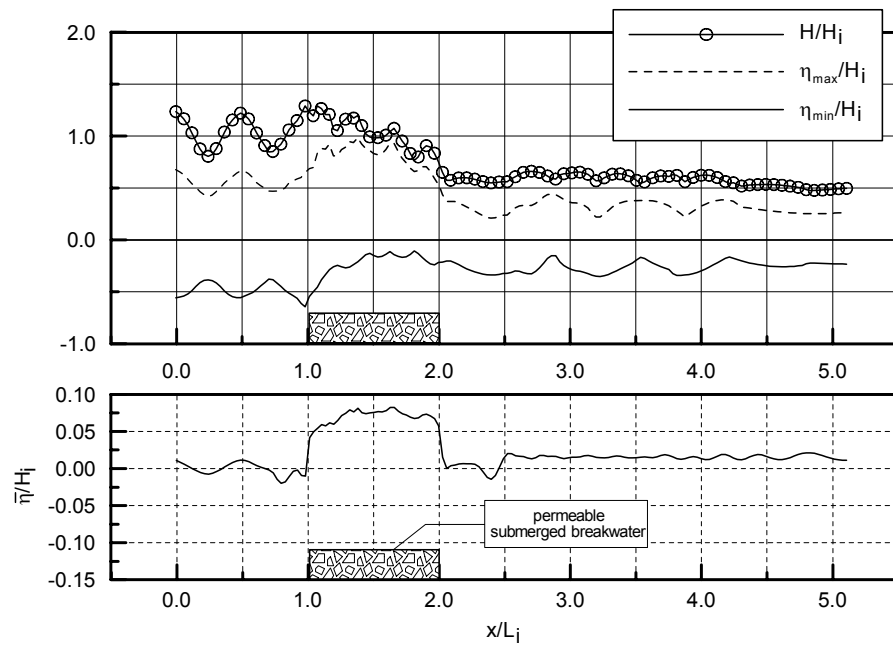


Fig. 4.15 Spatial distribution of wave height and mean water level(1).

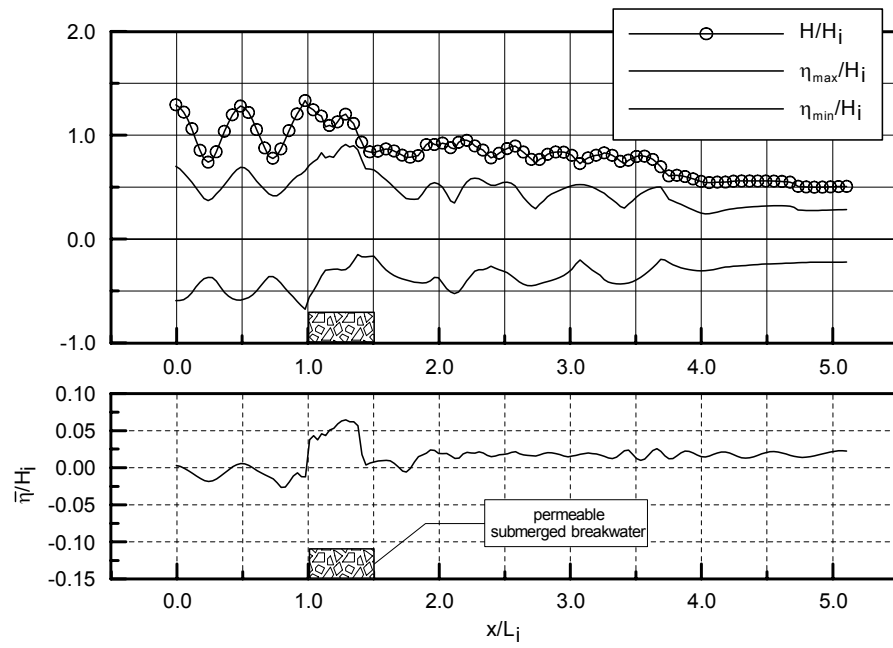


Fig. 4.16 Spatial distribution of wave height and mean water level(2).

Fig. 4.17은 동일한 입사조건과 잠제의 천단수심에 대한 2열잠제( $B_1 = B_2 = 80\text{cm}$ ,  $l_c = 0.75L_i$ ;  $L_i$ 은 입사파장)의 경우로 Fig. 4.15와 Fig. 4.16의 1열투과성잠제에 비해 2열투과성잠제가 잠제배후에서의 파고감쇠율이 크다. 입사파의 유체저항을 발생시키는 투과층의 길이는 Fig. 4.15의 경우가 Fig. 4.17의 2열잠제의 전체길이보다 더욱 길지만 오히려 잠제배후에서 이열잠제의 파고감쇠율이 커지는 것은 2열잠제에 의한 유체입자속도분포를 고찰한 Fig. 4.11에서와 같이 2열투과성잠제 사이에 대규모의 와가 형성되어 이로 인한 입사파의 에너지손실이 크게 발생하기 때문인 것으로 판단된다.

또한 Fig. 4.15, Fig. 4.16, Fig. 4.17은 잠제폭이나 잠제의 열수에 관계없이 투과성잠제의 해측단에서부터 평균수위가 급격하게 감소하고 있음을 알 수 있다. 이는 잠제배후의 자유수면근방에서 해안쪽으로 향하는 강한 유속이 발생하여 잠제의 천단상을 통과한 파랑에너지가 운동에너지로 전환되면서 상대적으로 위치에너지가 감소되기 때문으로 판단된다.

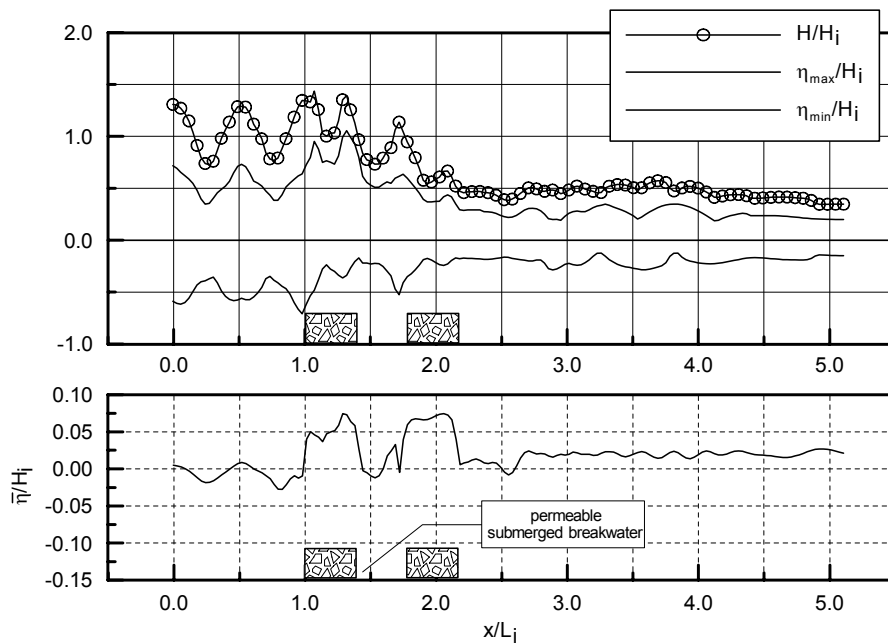


Fig. 4.17 Spatial distribution of wave height and mean water level(3).

#### 4.2.4 투과성잠제 내부의 유체입자속도

Fig. 4.18은 Fig. 4.10의 2열투과성잠제에 있어서 자유표면형상에 따른 투과층 내의 물입자 속도를  $t = 13.7\text{sec}$  에서 도시한 것이다. 그림으로부터 확인할 수 있듯이 투과성잠제의 투과층에서의 유속방향은 자유수면의 변화에 따라 파봉이 위치할 때는  $x$ 축의 (+)방향(해안쪽)으로 향하는 흐름이 발생하고, 반대로 파곡이 위치할 때는  $x$ 축의 (-)방향(바다쪽)으로 향하는 흐름이 발생하는 것을 알 수 있다. zero-up점과 zero-down점에서는 각각 위와 아래 방향의 흐름이 발생하고 있으나 잠제에 의한 비선형성분과의 발생으로 zero-up점과 zero-down점에서 약간의 위상차를 보이고 있다.

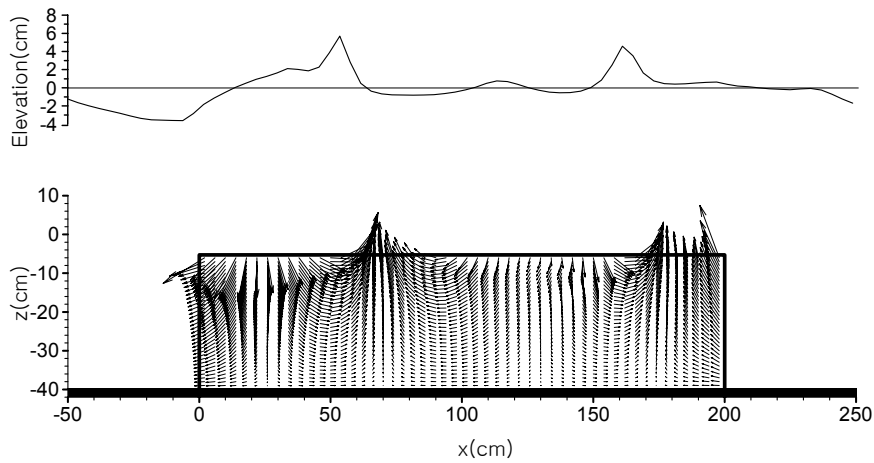


Fig. 4.18 Spatial distribution of velocity in the permeable submerged breakwater.

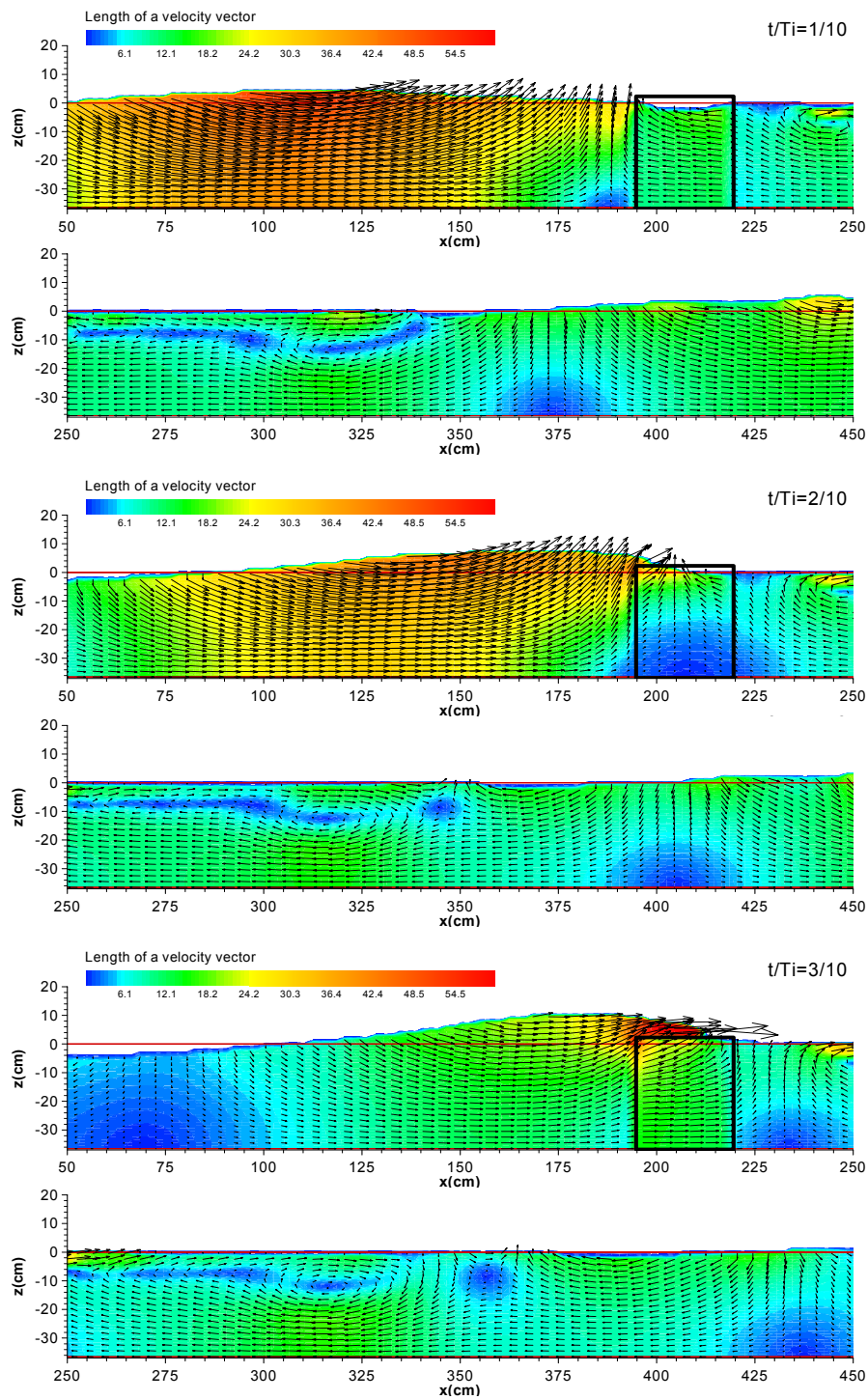
## 4.3 투과성방파제

### 4.3.1 월파하는 경우의 유체입자속도장

입사파고  $H_i = 10\text{cm}$ , 주기  $T_i = 2.0\text{ sec}$ , 수심  $h = 37\text{cm}$ 에 대해 파랑이 투과성방파제를 월파하는 경우에 방파제 주변에서 물입자의 속도벡터를 도시한 것이 Fig. 4.19와 Fig. 4.20에 주어져 있다. 그림을 살펴보면 Fig. 4.19와 Fig. 4.20 모두 천단상으로 월파하여 구조물 배후로 전달되는 일련의 월파과정을 잘 재현하고 있다. Fig. 4.18과 Fig. 4.19의 비교로부터 구조물 전면에서 유체입자의 속도벡터 차이는 거의 나타나지 않지만 월파 후 구조물배후에서 유체입자의 운동특성은 확연히 구별된다.

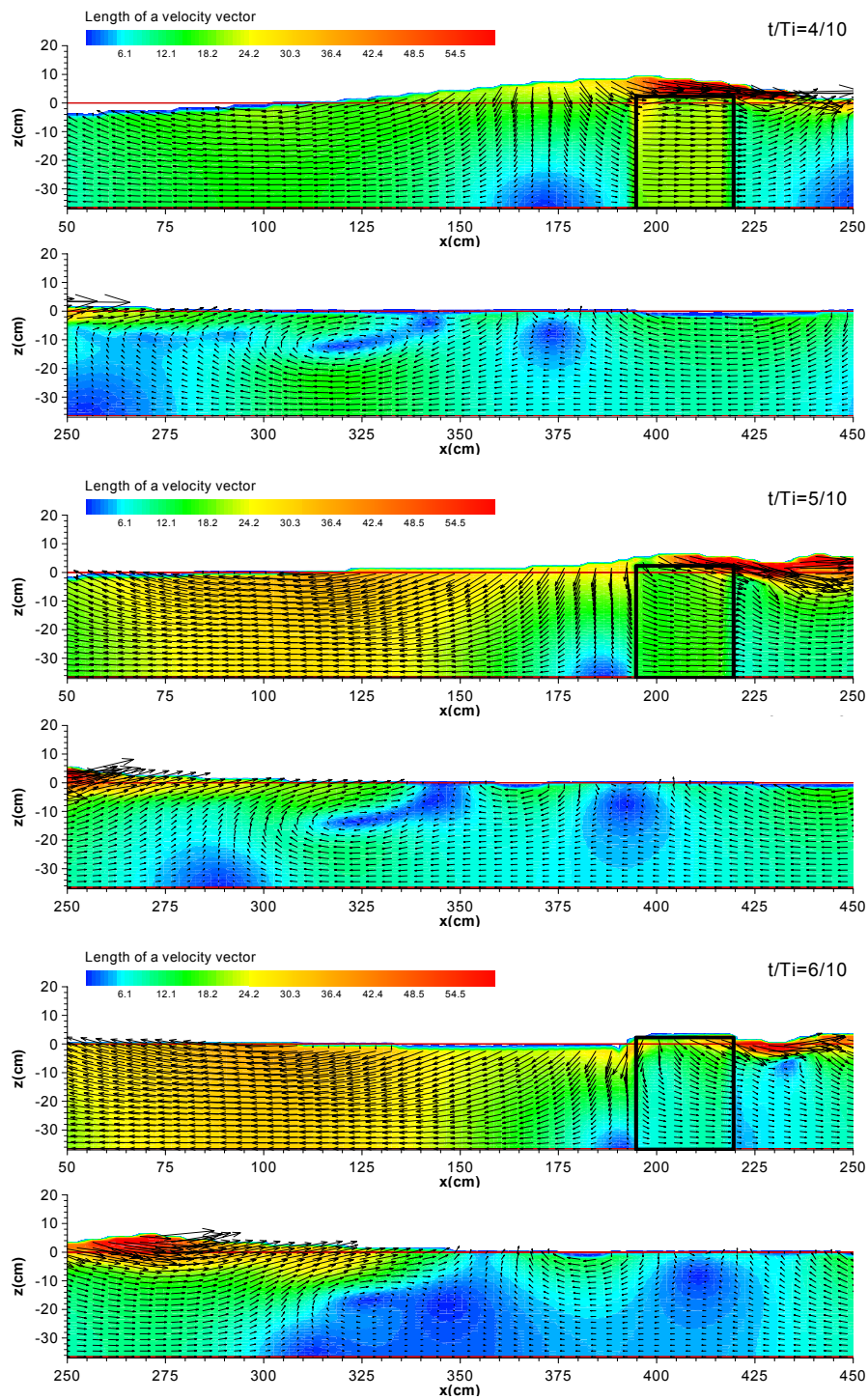
Fig. 4.20에 비해 상대적으로 천단이 낮은 Fig. 4.19의 경우는 구조물 천단상으로 월파랑이 많고, 입사파랑의 운동에너지의 유입이 많기 때문에 월류된 유량에 의해 구조물배후의 표면에서 매우 빠른 유속을 형성하고 있고, 이는 투과층의 저항으로 인하여 구조물배후에서 감소된 유속성분과 결합되면서 시계방향의 강한 와가 형성됨을 알 수 있다. 또한, 이러한 와는 시간에 따라 약간씩 이동하며, 와의 발생으로 인한 유속성분이 바닥에까지 영향을 미치고 있음을 확인할 수 있다.

천단고가  $3\text{cm}$  증가된 Fig. 4.20 역시 구조물 천단상으로 월파가 발생하여 구조물 배후의 표면유속을 가속화시키는 경향이 발생한다. 그러나, 천단고 상승으로 인한 월파랑의 감소와 월파한 파랑의 위치에너지가 Fig. 4.19에 비해 크므로 월파직후에 유체입자 속도벡터의 기울기가 바닥쪽으로 더욱 기울어져 있음을 알 수 있고, 구조물배후에서 운동에너지가 감소되기 때문에 Fig. 4.19와 같이 자유수면 부근에서 빠른 유속이 관찰되지 않으며, 와의 형성도 미미하다.

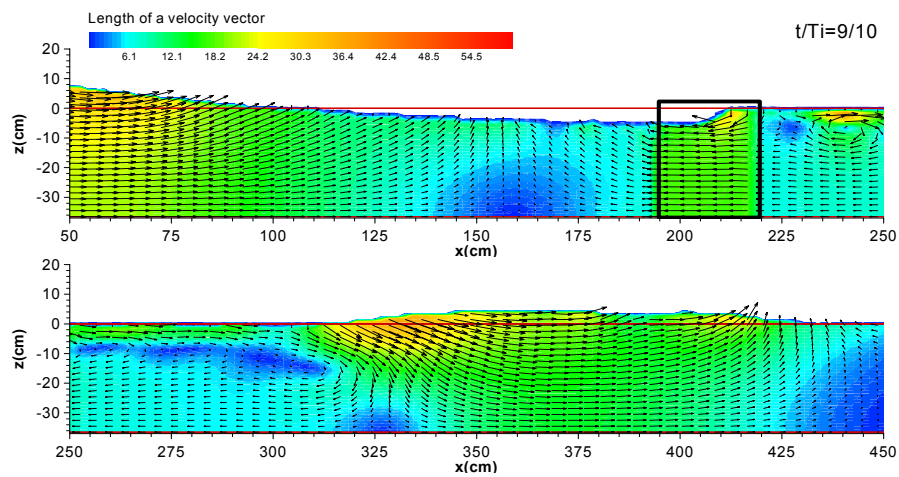
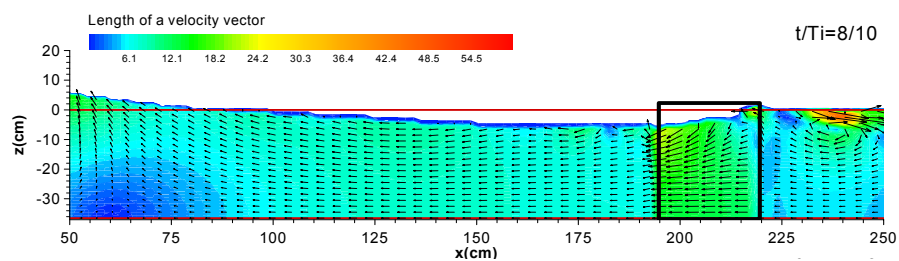
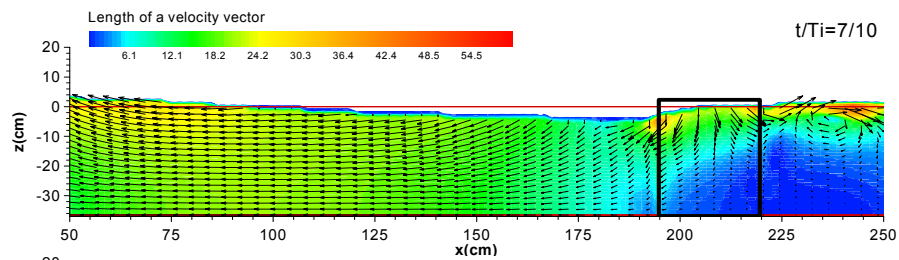


continued





continued



continued

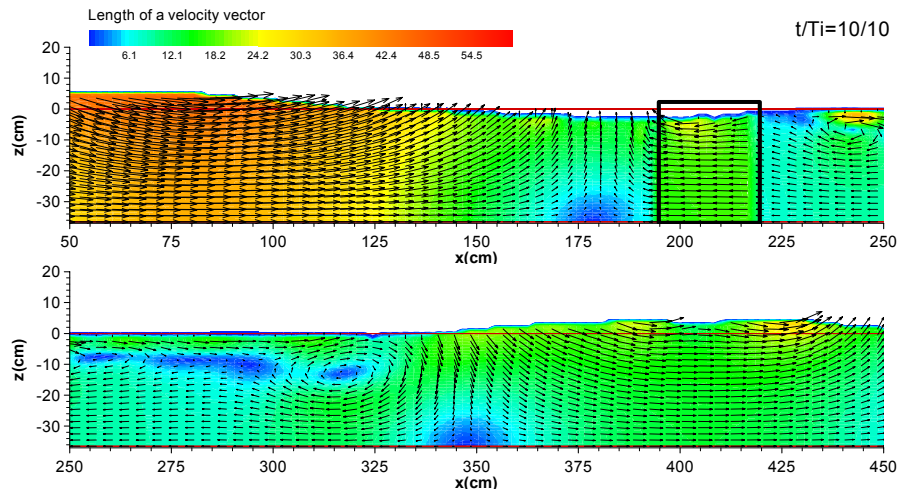
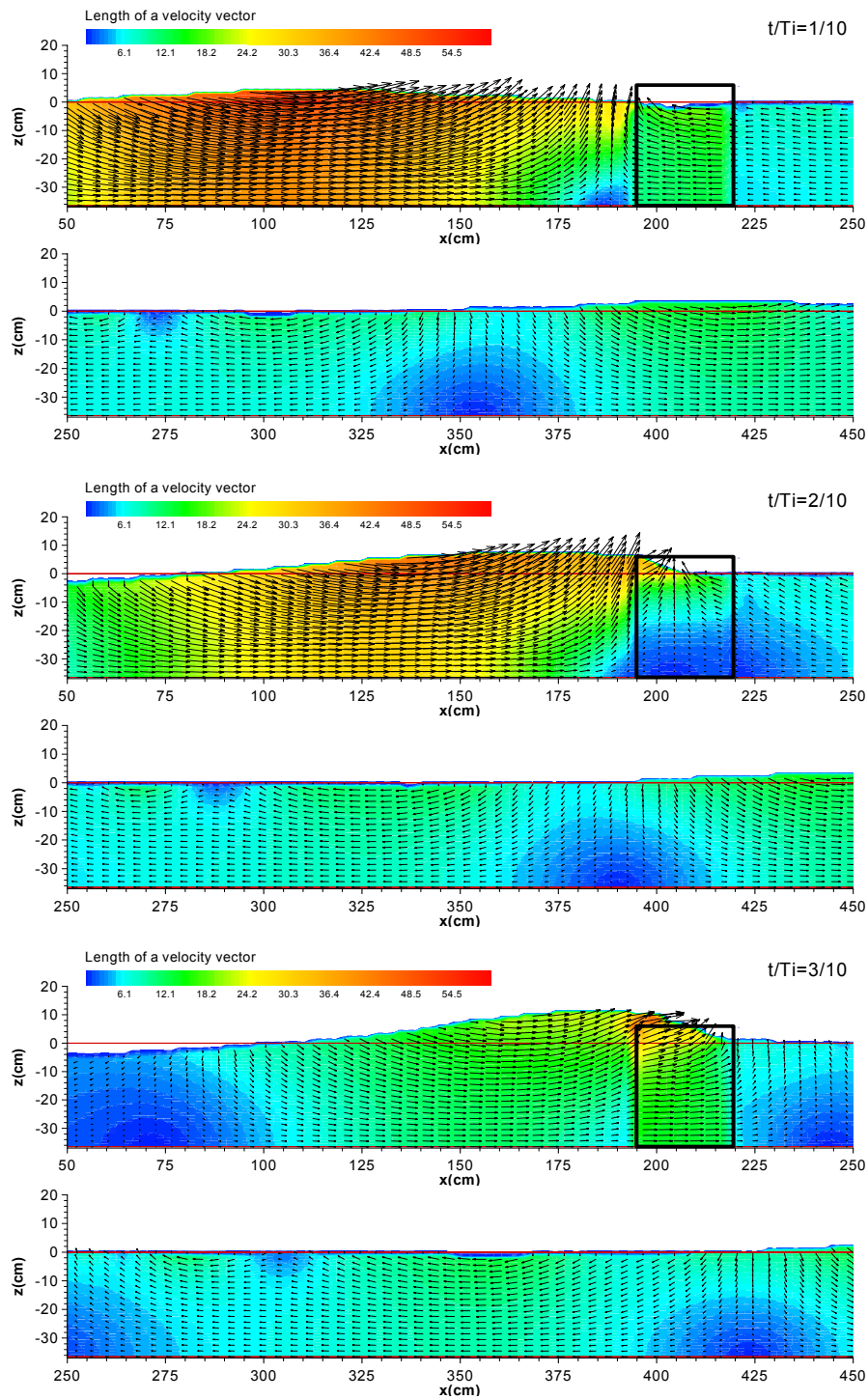
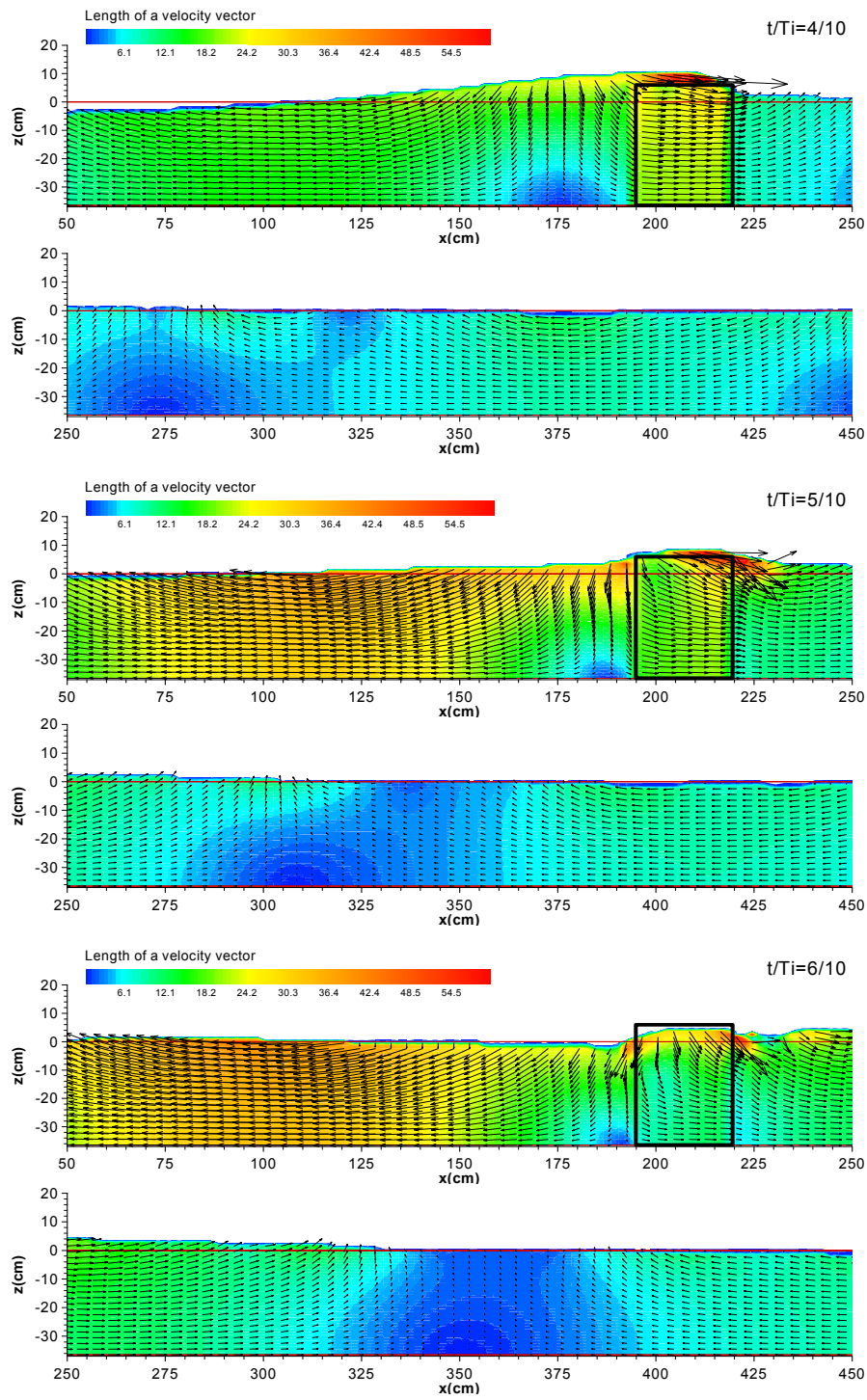


Fig. 4.19 Spatial distribution of velocity due to the permeable breakwater.  
 $(H_i = 10\text{ cm}, T_i = 2.0\text{ sec}, h_c = 2.0\text{ cm}, h = 37\text{ cm})$

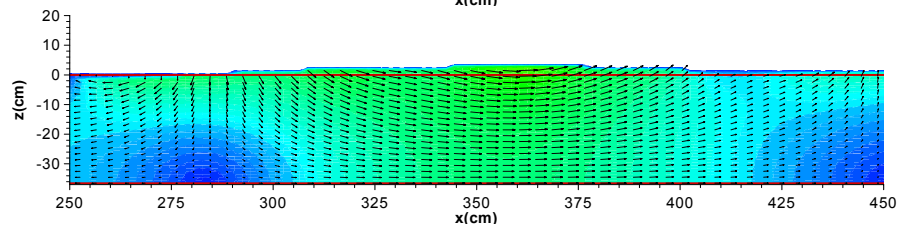
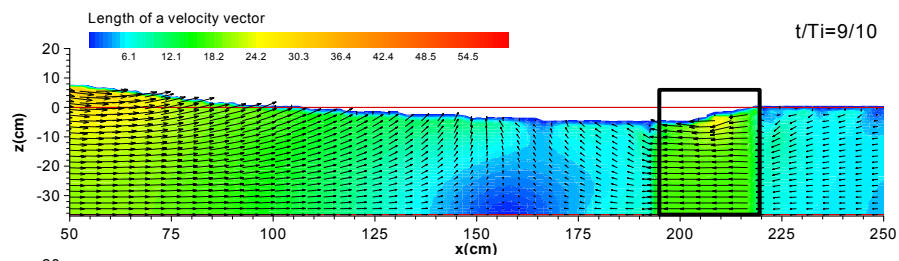
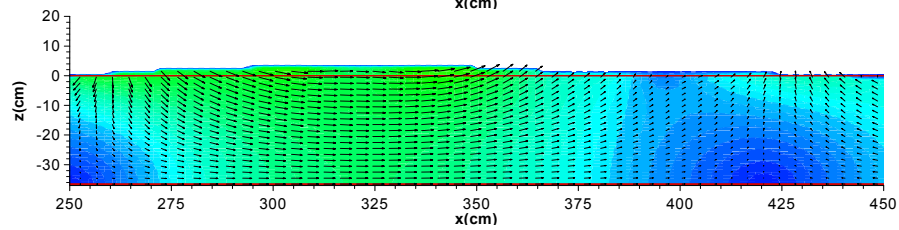
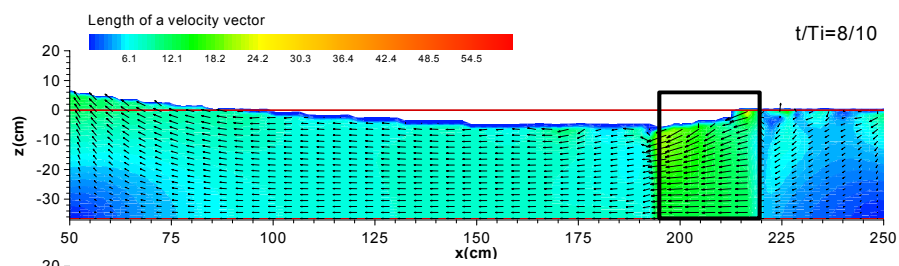
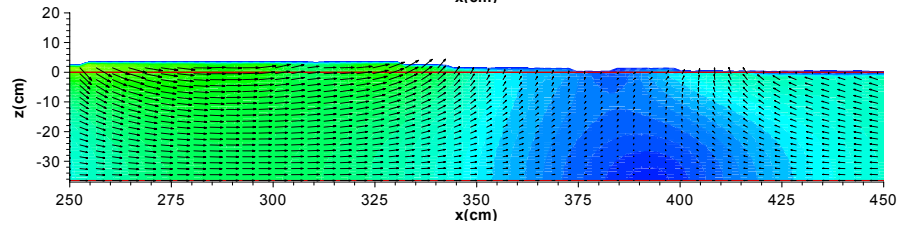
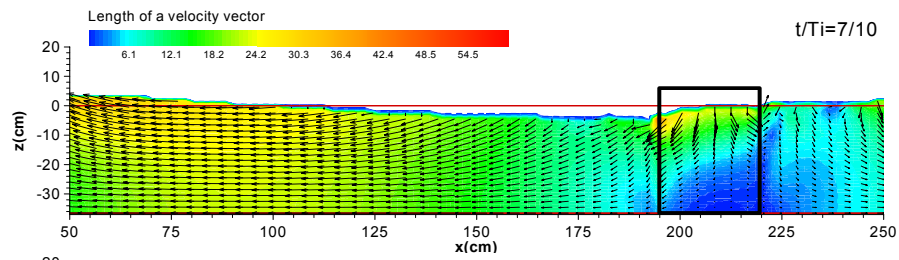


continued



continued





continued

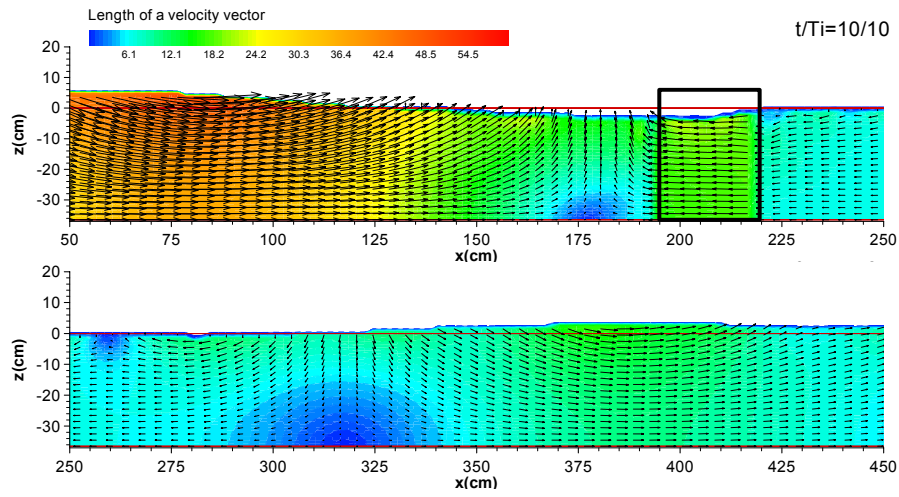
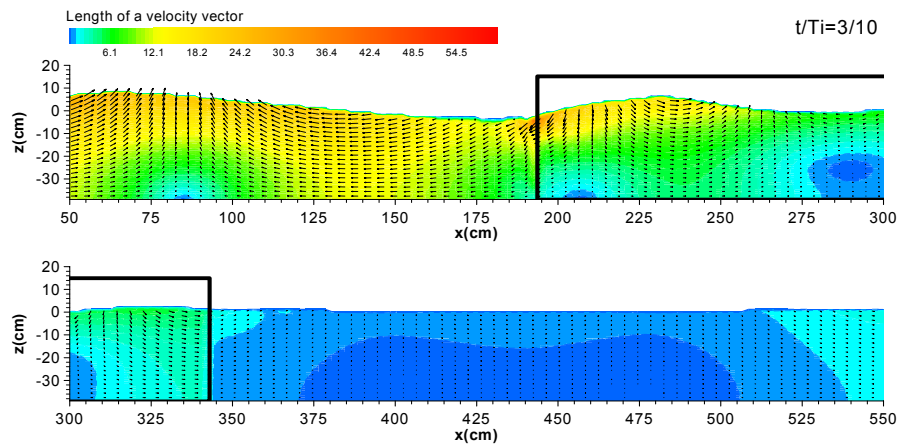
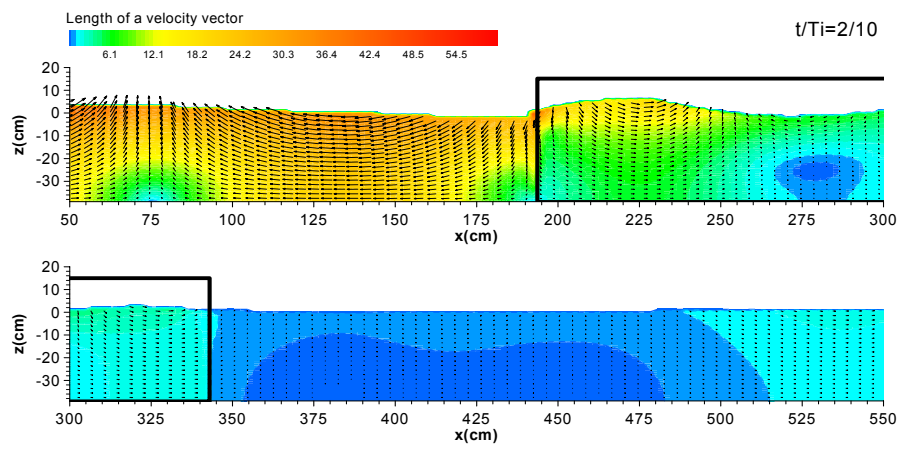
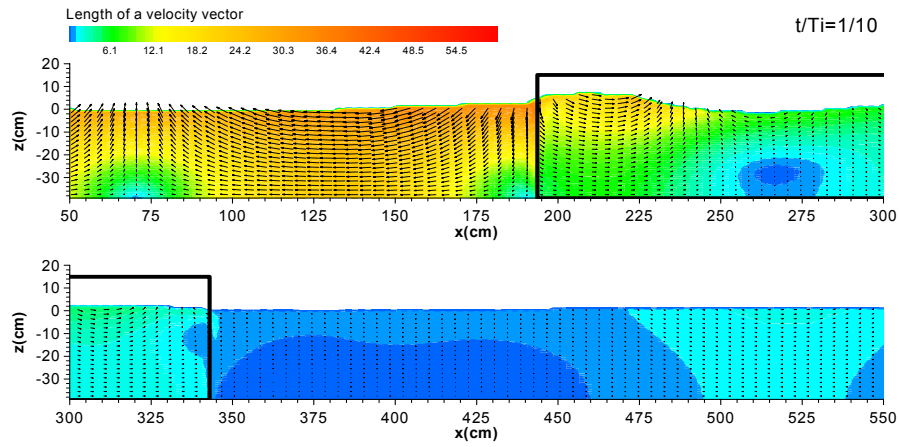


Fig. 4.20 Spatial distribution of velocity due to the permeable breakwater.  
 $(H_i = 10\text{ cm}, T_i = 2.0\text{ sec}, h_c = 6.0\text{ cm}, h = 37\text{ cm})$

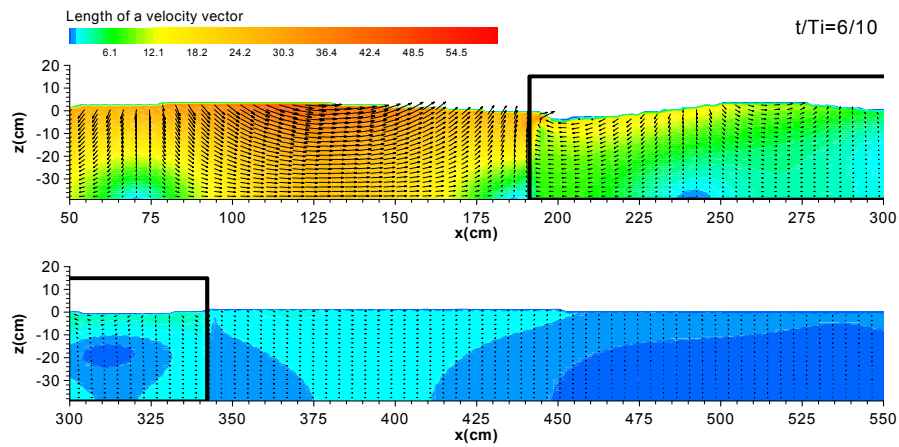
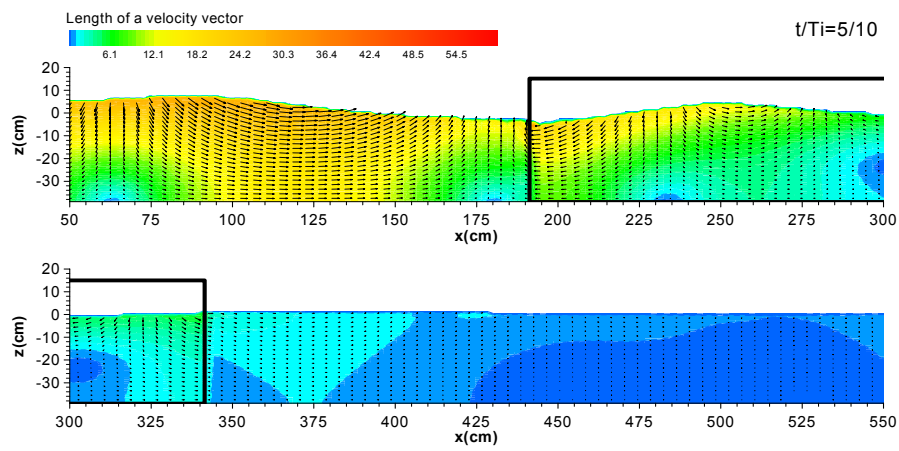
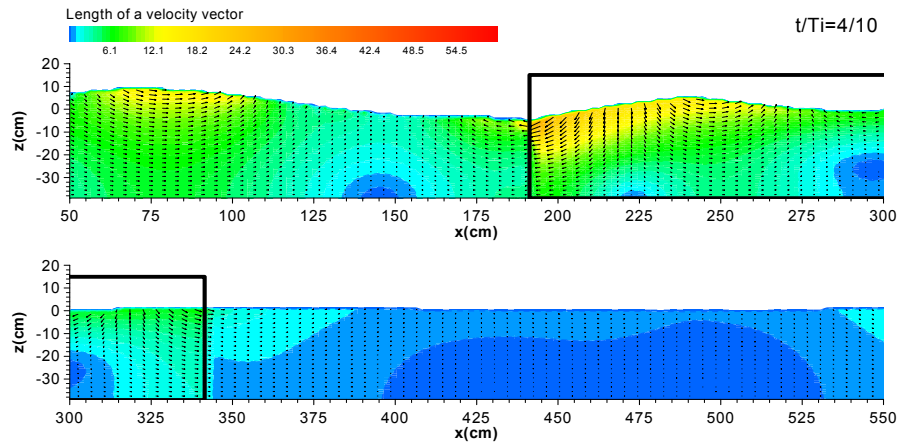
#### 4.3.2 월파하지 않는 경우의 유체입자속도장

파형경사  $H_i/L_i = 0.03$ , 수심파장비  $h/L_i = 0.15$ 의 경우에 비월파시 1열투과성직사각형방파제( $B = 150cm$ ,  $h = 40cm$ ,  $h_c/h = 0.45$ ,  $C_M = 1.5$ ,  $C_D = 0.5$ ,  $\gamma_v = 0.4$ ) 주변에서 유체입자의 속도벡터를 계산영역  $50 < x < 550$ 의 범위에 걸쳐 표시한 결과를 Fig. 4.21에 나타내고 있다. 무차원주기  $t/T_i = 6/10 \sim 8/10$ 의 시간 영역에서 알 수 있는 바와 같이 구조물로 파랑이 접근함에 따라 구조물 전면에서 구조물의 저항으로 속도벡터의 기울기가 급해지고, 구조물 후면에서 유체입자의 속도벡터는 파랑이 구조물을 통과하면서 투과층 내부의 유체저항으로 인하여 유체입자의 속도벡터의 크기가 급격하게 감소됨을 알 수 있다. 또한, 파랑이 구조물 내부로 투과됨과 동시에 구조물의 투과층 전면부에서 유체입자의 속도벡터가 갑자기 쓰러지는 쇄파 현상이 확인되고( $t/T_i = 6/10 \sim t/T_i = 10/10$ ), 쇄파된 파랑이 투과층을 진행하면서 강한 비선형성분파를 발생시키고 있음을 알 수 있다. Fig. 4.22는 Fig. 4.21과 동일한 입사조건에 대해 구조물의 폭을 Fig. 4.21의 1열구조물폭의 1/3만을 사용하여 2열로 배치한 것으로써 1열투과성방파제 단면적의 총 2/3로 구성되었고 구조물 사이의 중심거리를  $l_c = 100cm$ 로 하였다. Fig. 4.22 역시 Fig. 4.21과 동일하게 구조물로 파랑이 접근함에 따라 구조물 전면에서 구조물의 저항으로 속도벡터의 기울기가 급해지고, 구조물 후면에서 유체입자의 속도벡터 크기가 급격하게 감소됨을 알 수 있다. 특히, 2열투과성방파제의 사이에서는 자유수면이 크게 교란되지 않음을 알 수 있다. Fig. 4.21과 비교하여 주목할 만한 점은 유체저항길이를 고려하면 1열 구조물인 Fig. 4.21의 경우가  $B = 150cm$ 인데 반해 Fig. 4.22의 경우는 1열의 2/3임에도 불구하고 구조물 배후에서는 거의 동일한 유체입자 속도벡터의 감소치를 나타내고 있다는 것을 확인할 수 있다.

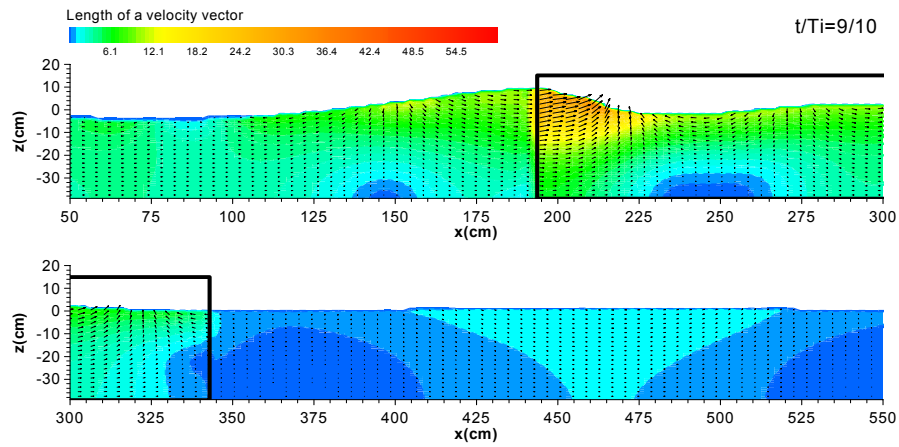
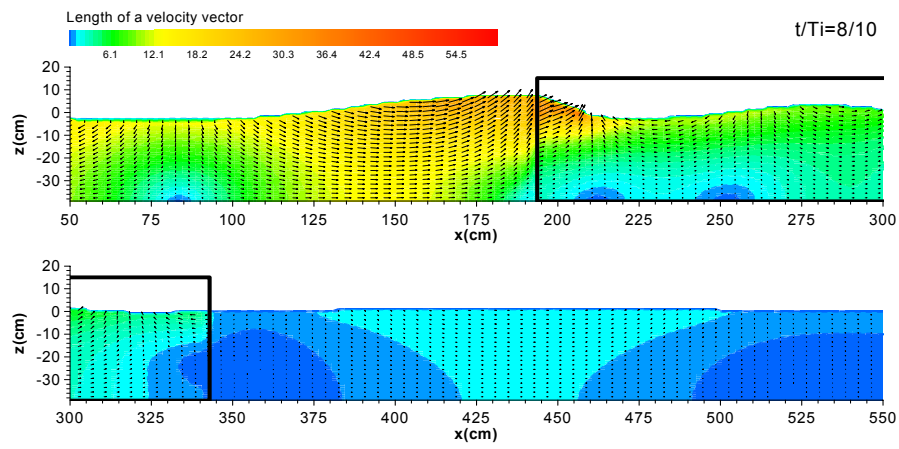
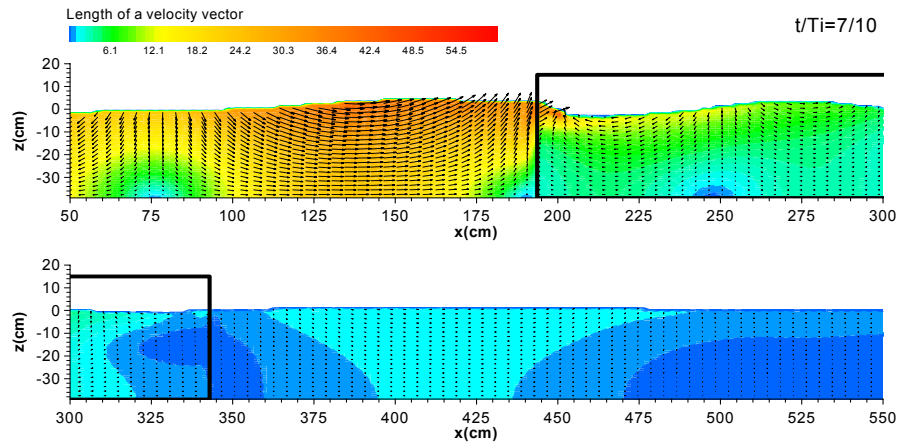




continued



continued



continued

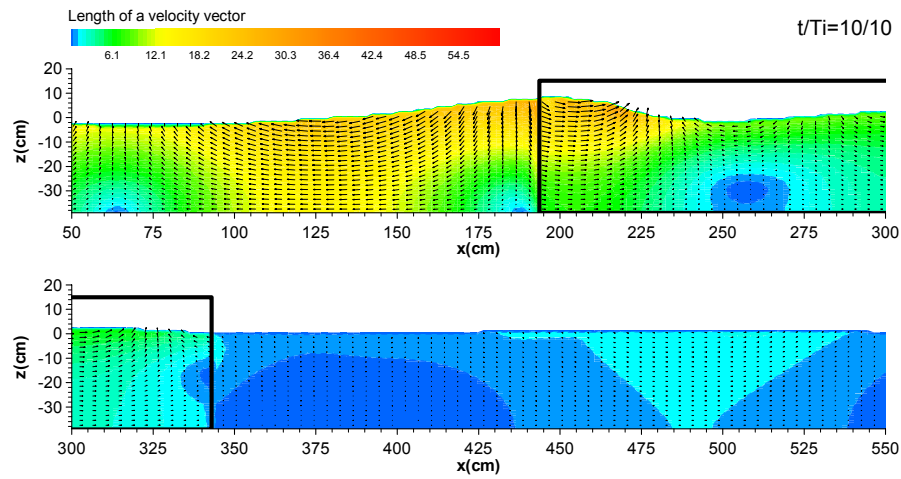
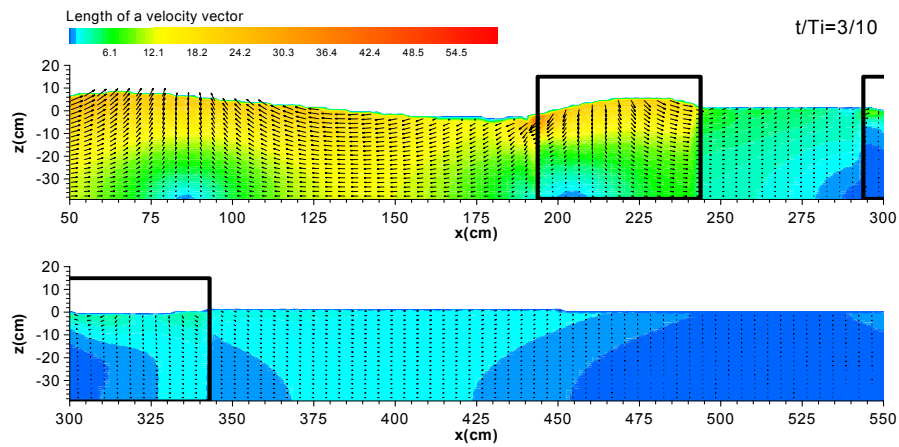
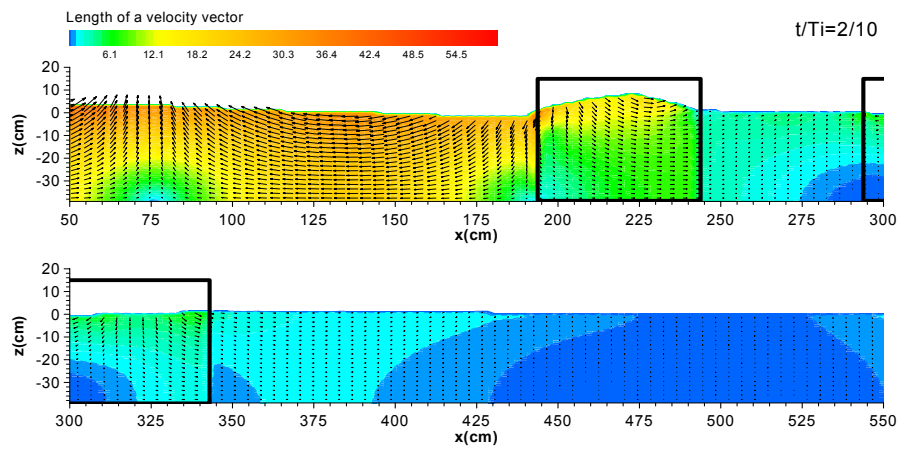
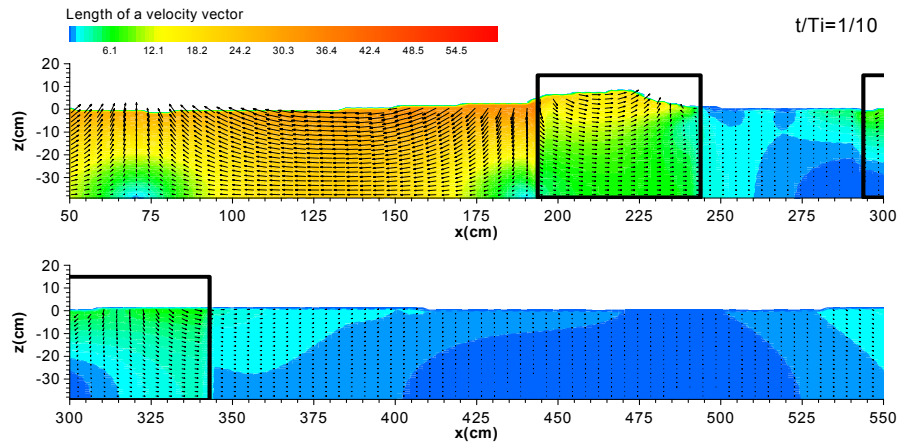
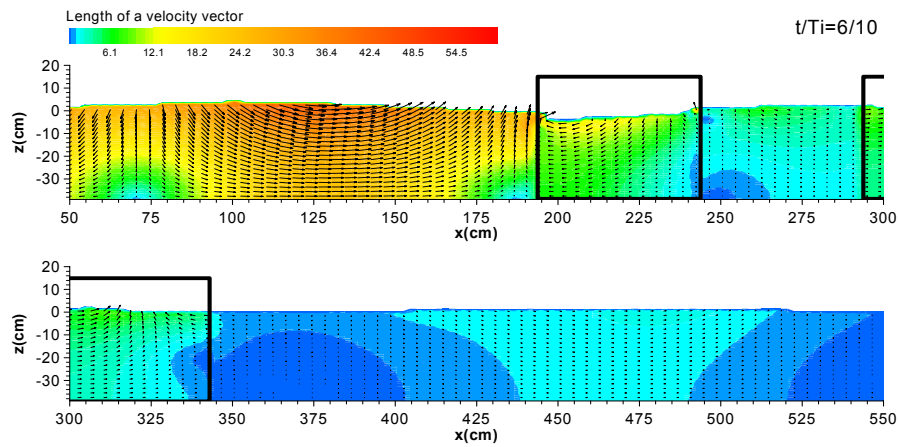
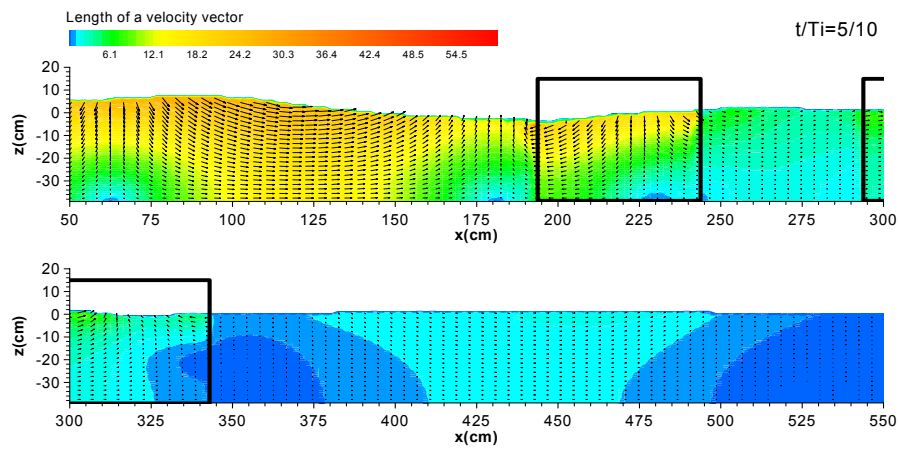
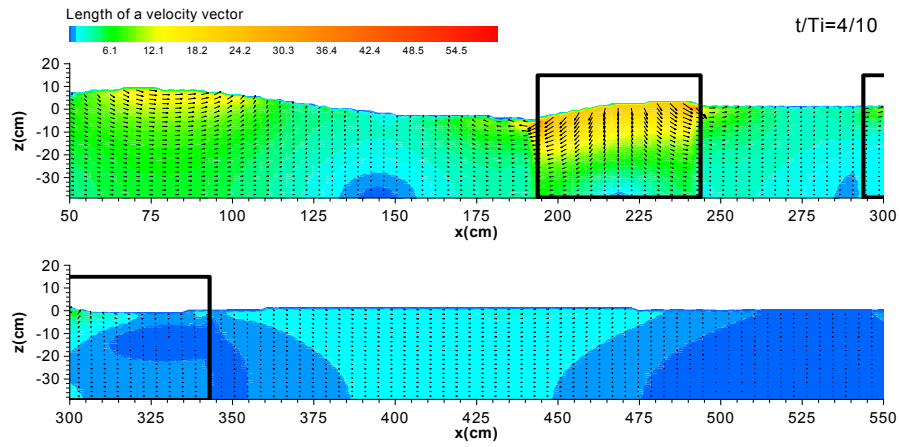


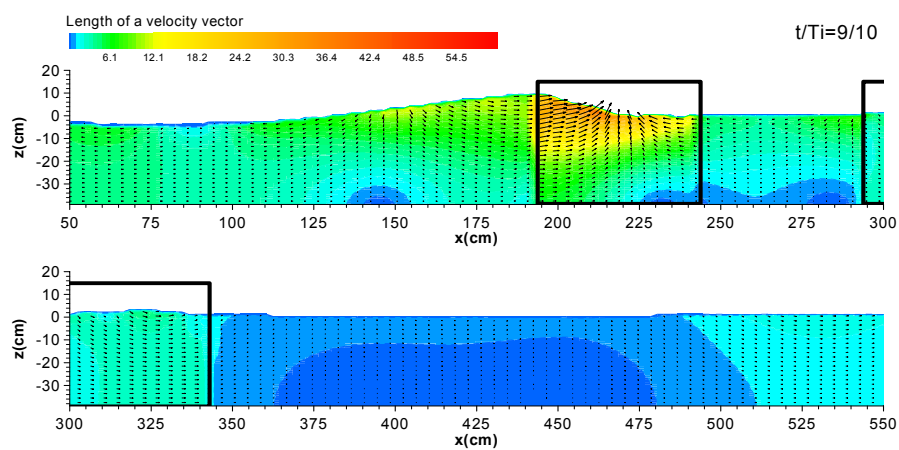
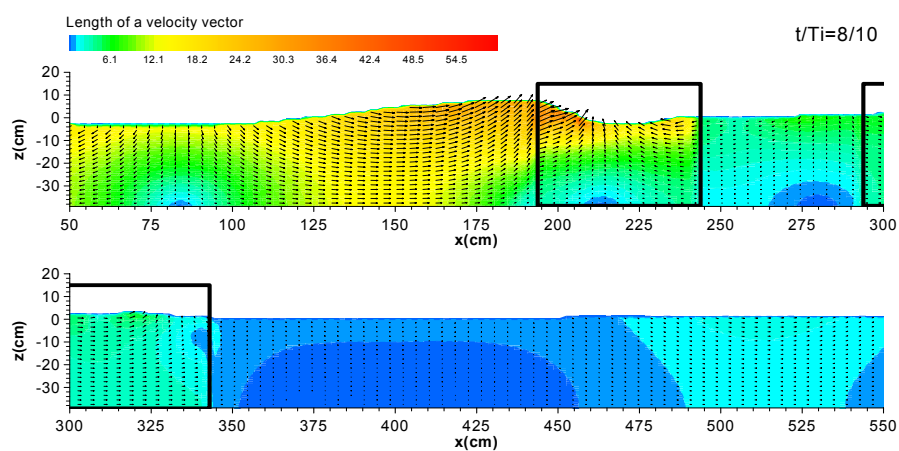
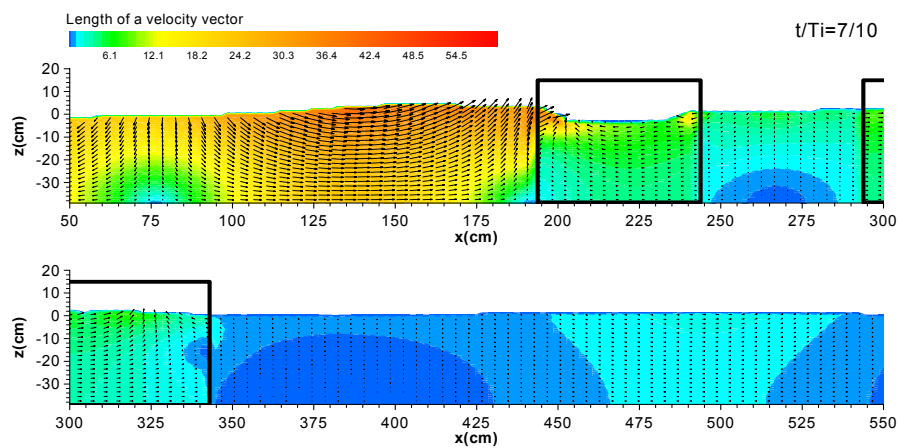
Fig. 4.21 Spatial distribution of velocity due to the 1-row permeable breakwater(non-overtopping).



continued



continued



continued

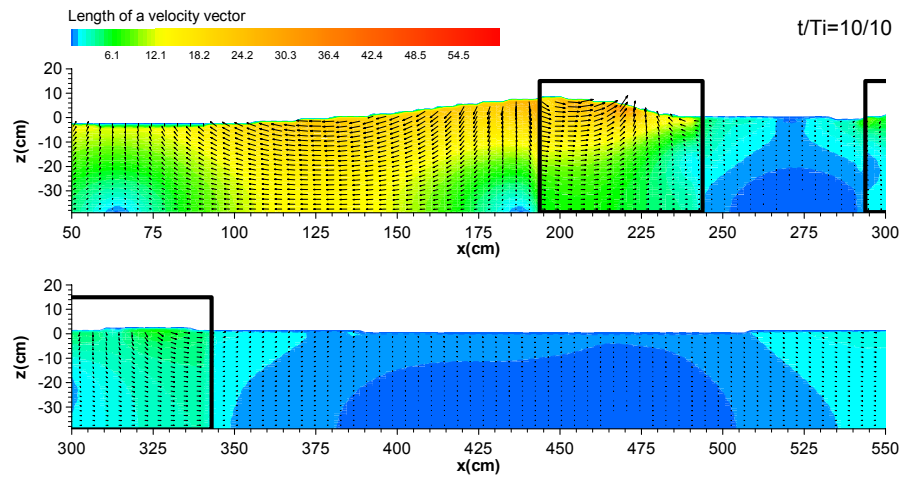
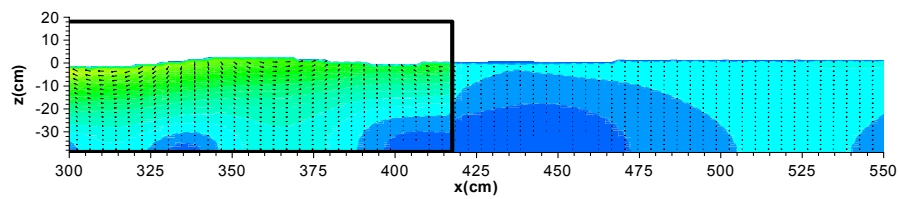
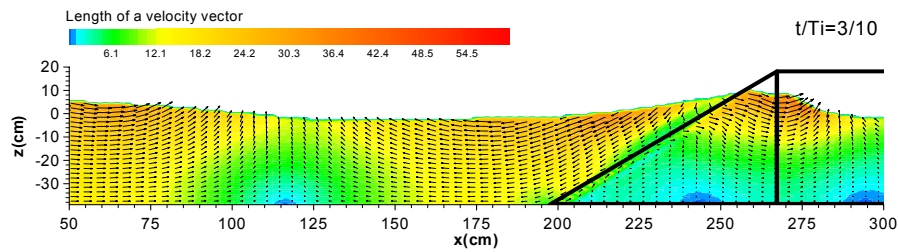
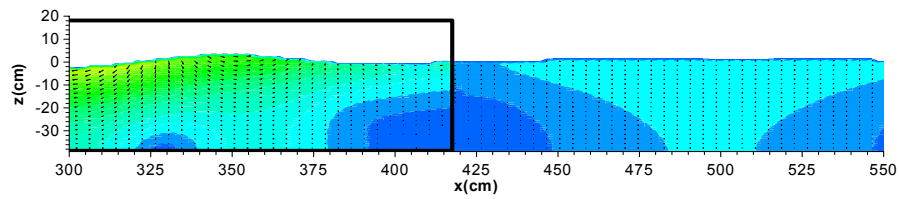
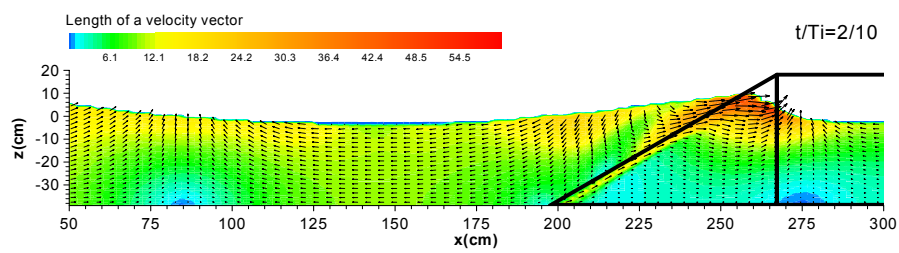
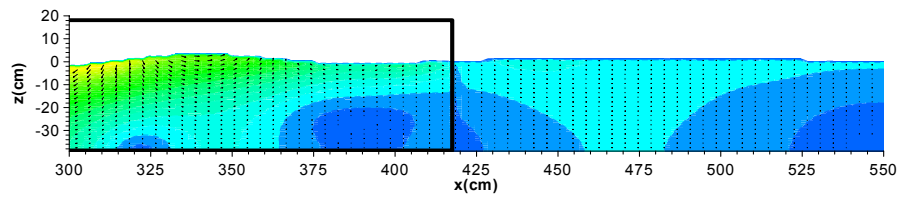
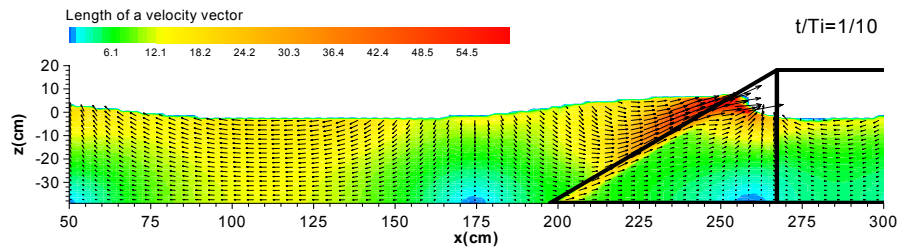


Fig. 4.22 Spatial distribution of velocity due to the 2-row permeable breakwater(non-overtopping).

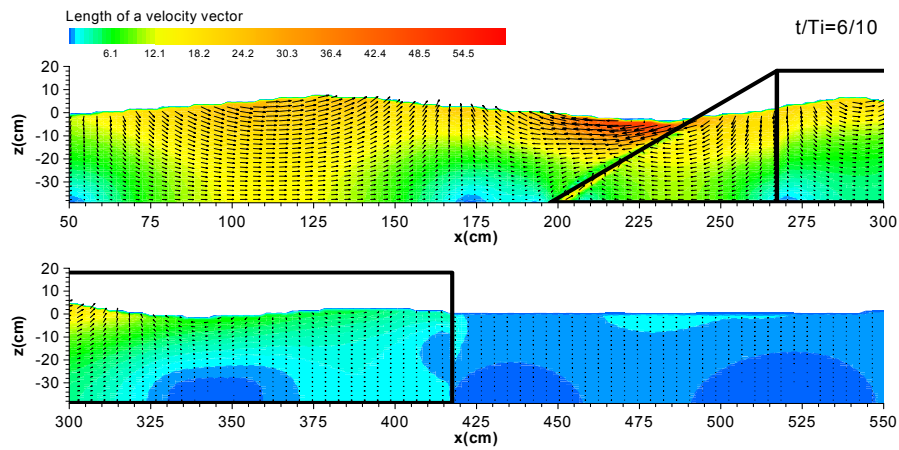
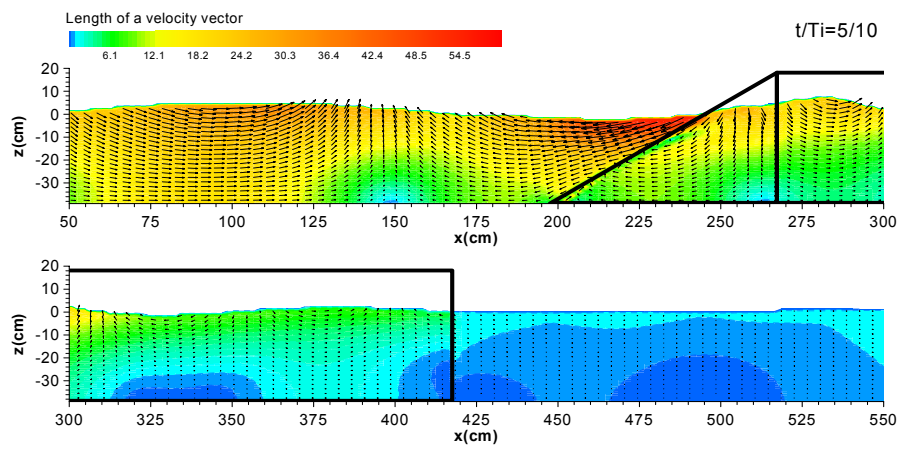
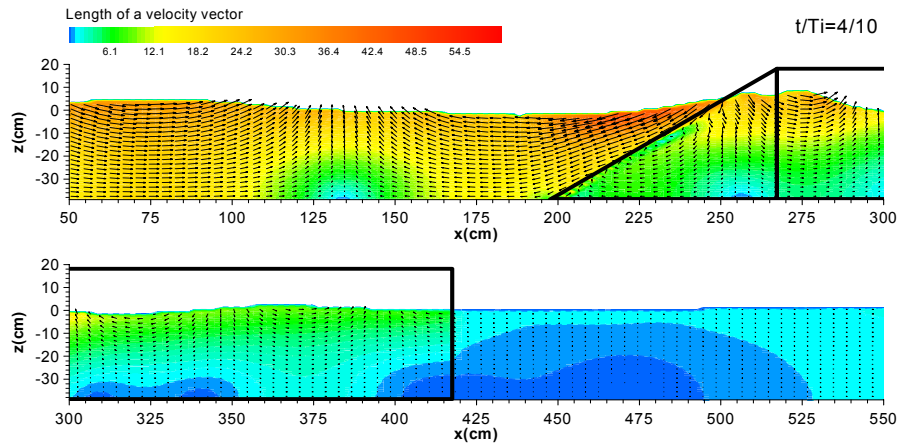


#### 4.3.3 사면을 갖는 투과성방파제의 유체입자속도장

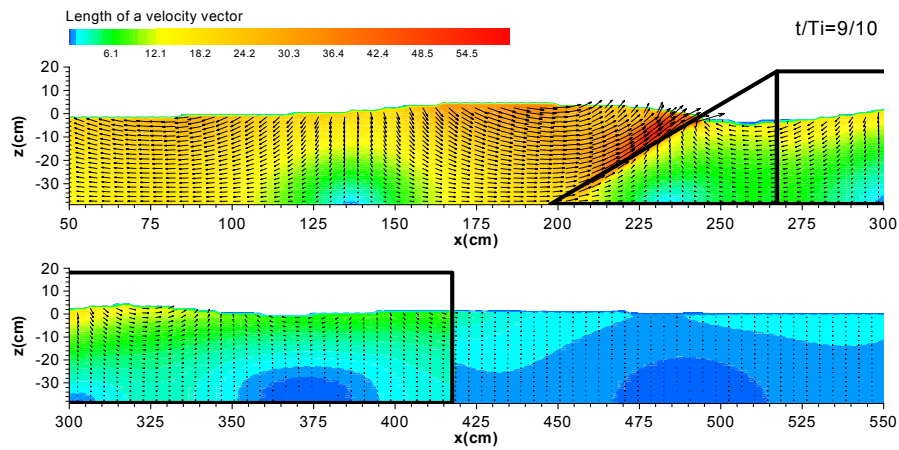
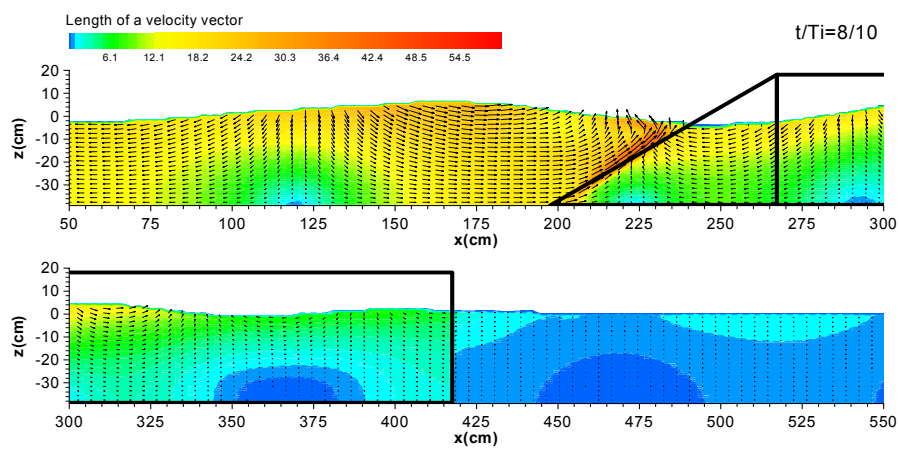
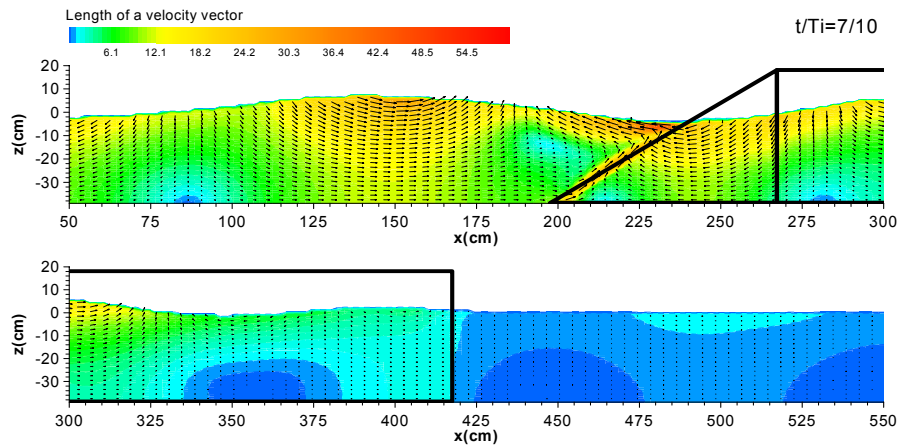
Fig. 4.23은 Fig. 4.21, Fig. 4.22와 동일한 입사조건하에 공극율이 제체와 상이한 보호층을 구조물로 전면에 피복한 경우에 대해 수치해석한 결과로써 보호층의 체적공극율은 일반적으로 널리 시공되는 이형블럭인 TTP의 체적공극율인  $\gamma_v = 0.5$ 를 적용하였고(해양수산부, 1999.12), 보호층의 경사는 1:1.2로 하였다. Fig. 4.23은 보호층의 영향으로 구조물로 접근하는 파랑의 속도벡터 기울기가 보호층의 상면에서 보호층의 기울기와 동일하며, 동일한 구조물폭인 Fig. 4.21의 경우와 상이하게 투과층 내부에서 쇄파가 발생되지 않고 보호층에서 쇄파가 발생되므로 투과층 내부에서 유체입자의 속도벡터 기울기가 급해지는 비선형성분과의 발달을 볼 수 없다. Fig. 4.24는 사면경사가 1:1.6인 사석방파제에 대한 유체입자의 속도분포를 도시한 것이다. 구조물로 접근하는 파랑의 속도벡터 기울기가 사면경사로 인해 직사각형투과성방파제와는 약간 상이하게 사석방파제의 사면경사와 비슷하게 기울어져 있음이 확인되고, 사면경계에서 사면의 기울기 방향으로 빠른 유체입자의 속도벡터 기울기가 관찰된다. 또한, 방파제의 배후에서는 직사각형투과성방파제와 상이하게 표면에서 비교적 빠른 유속성분이 관찰된다. 이는 사석방파제의 사면경사로 인해 수면과 바닥간의 유체저항길이의 차이에 기인한 것으로 판단되며, 사석방파제 역시 구조물 배후에서는 투과층 내의 유체저항으로 인해 유체속도벡터의 크기가 현저히 감소되는 것으로 판단된다.



continued



continued



continued

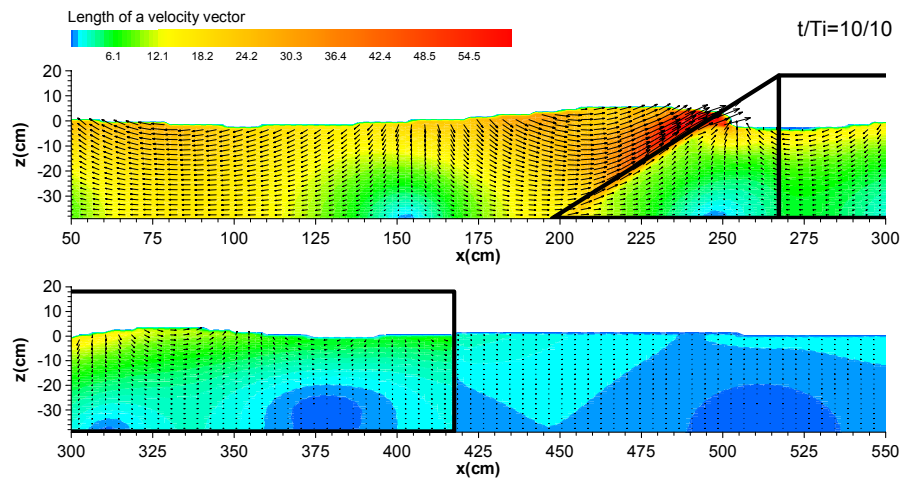
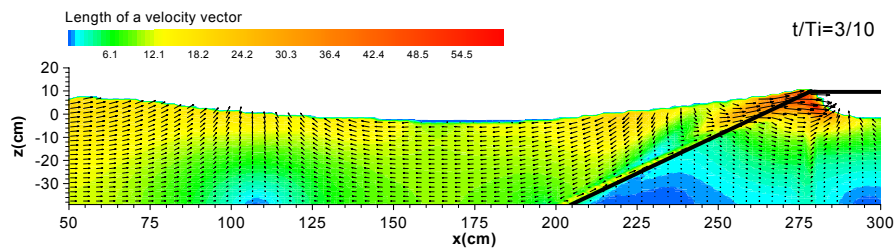
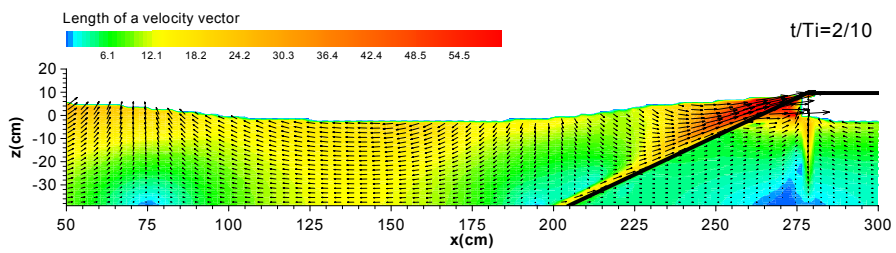
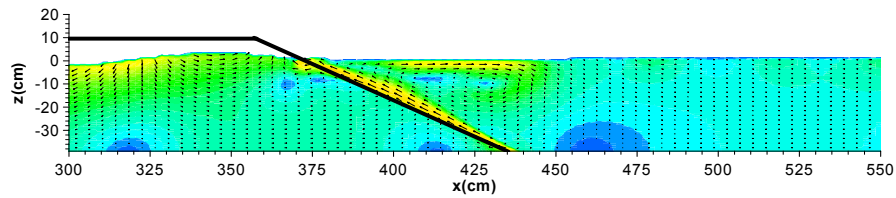
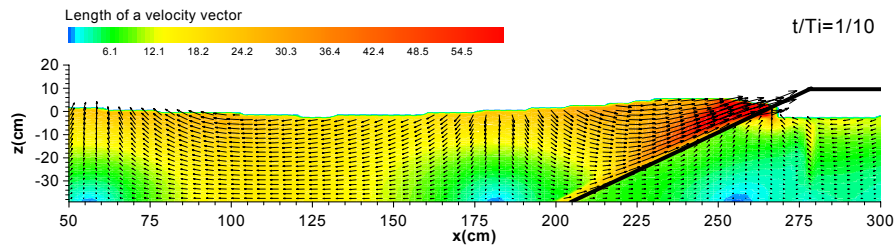
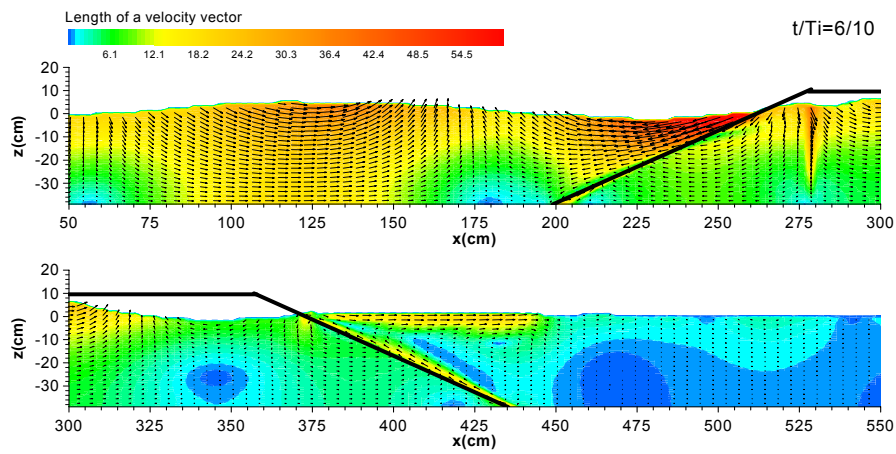
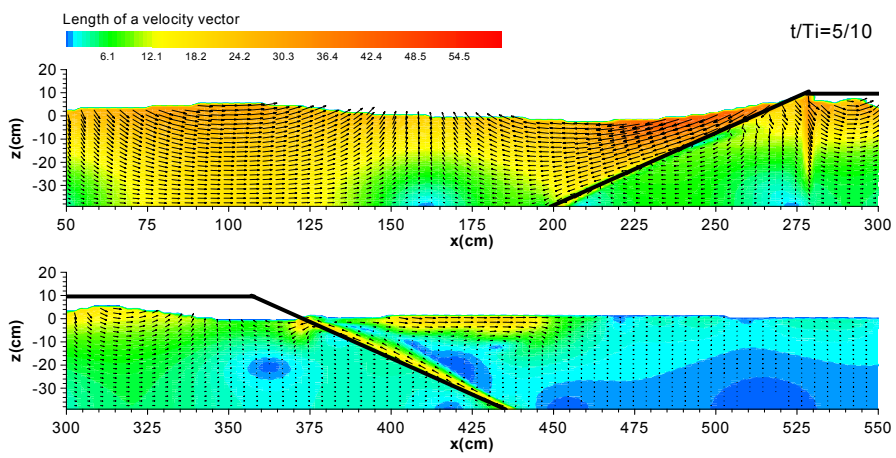
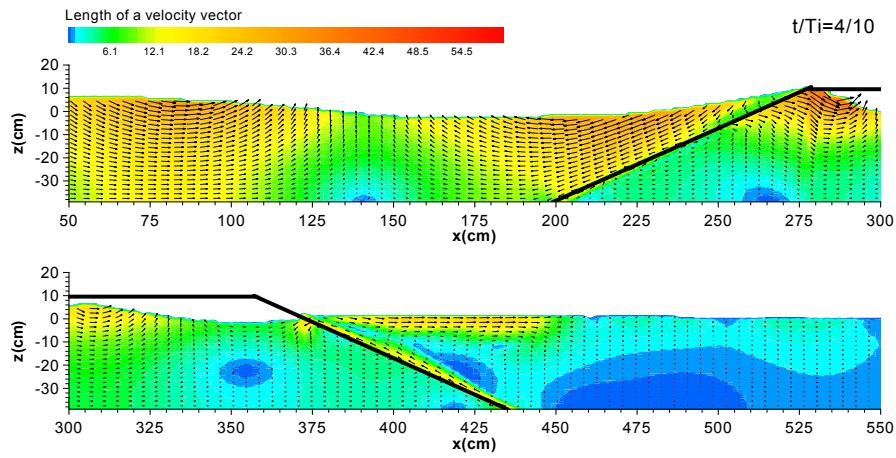


Fig. 4.23 Spatial distribution of velocity due to the permeable breakwater armored with TTP.

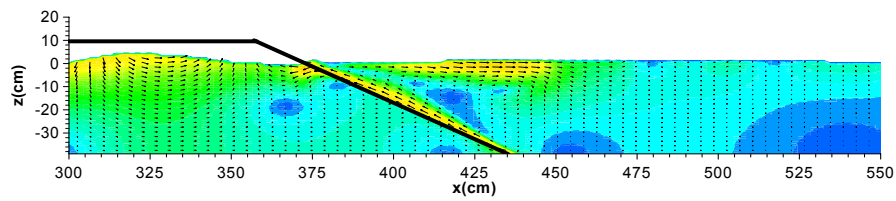
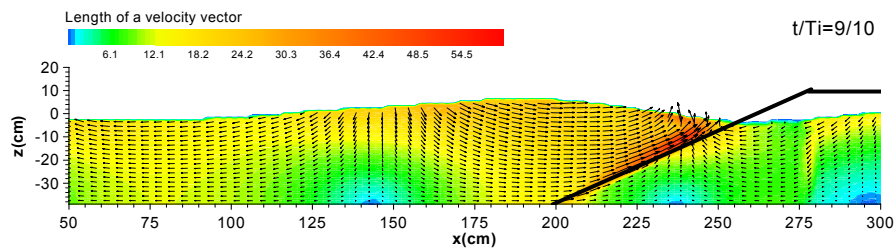
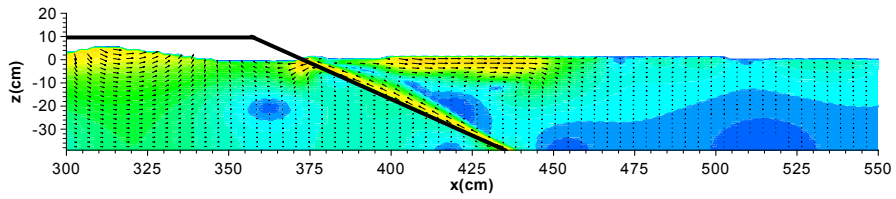
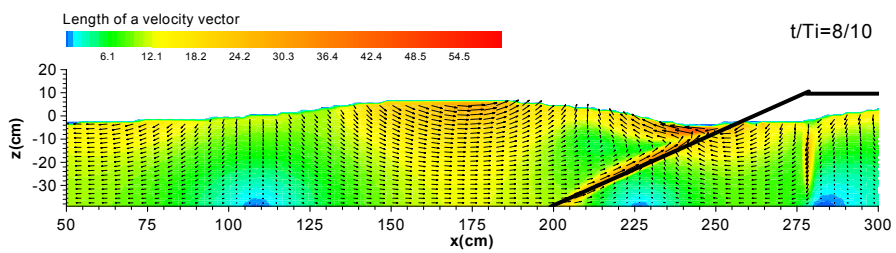
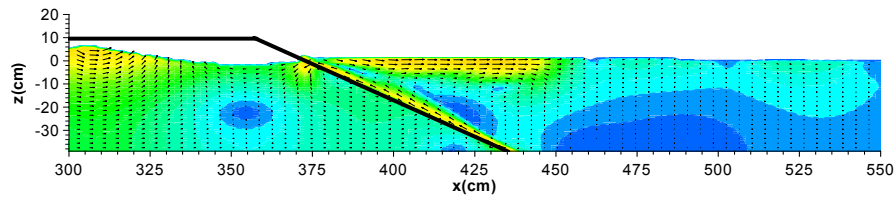
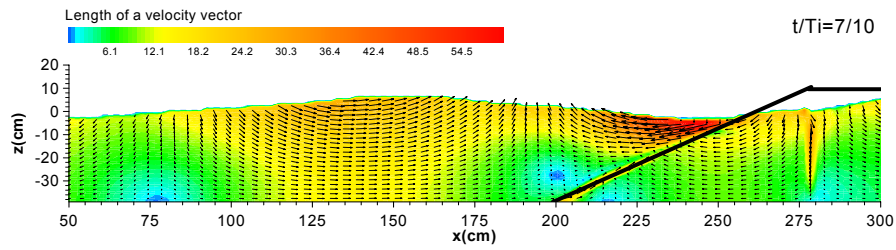


continued



continued





continued



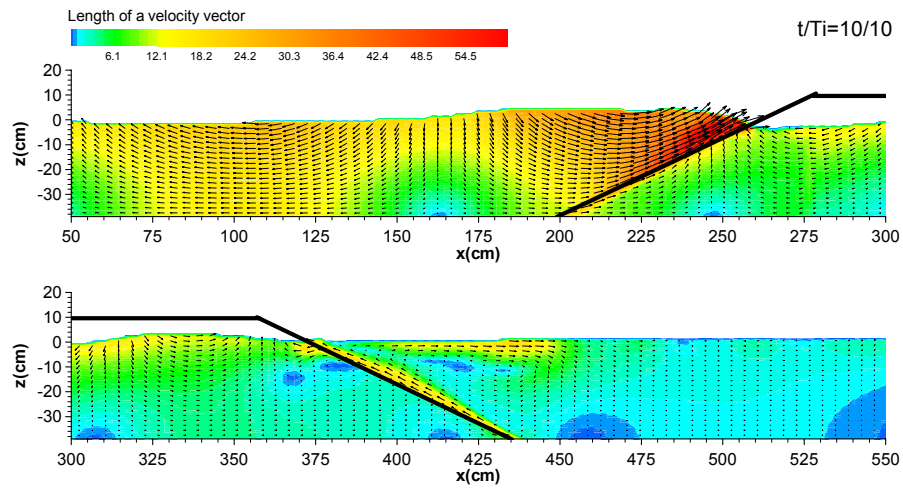


Fig. 4.24 Spatial distribution of velocity due to the rubble-mound breakwater.

#### 4.3.4 공간파형의 검토

4.3.1절~4.3.3절에서 검토한 구조물 및 입사조건에 대해 구조물주변의 공간파형을 시간적으로 연속해서 나타낸 것이 Fig. 4.25~Fig. 4.30에 주어져 있다. Fig. 4.19와 Fig. 4.20에서 유체입자의 속도분포를 통해 고찰한 바와 같이 투과성구조물의 전면에서는 Fig. 4.25와 Fig. 4.26 모두 비슷한 파고분포를 나타내고 있으나 천단고의 차이에 따라 구조물 후면에서는 상당한 차이를 보이고 있다. Fig. 4.26에 비해 상대적으로 천단이 낮은 Fig. 4.25의 경우는 Fig. 4.19의 유체입자의 속도분포에서 확인된 바와 같이 구조물 배후의 자유표면 부근에서 빠른 유속성분의 영향으로 구조물을 월파한 파랑이 재생성되는 위치가 Fig. 4.26에 비해 다소 늦음을 알 수 있다. 또한, 입사파랑이 구조물을 월파하면서 발생하는 쇄파의 영향으로 비선형성분파가 발달하며, 파봉이 분열되는 현상이 관찰된다. Fig. 4.26은 구조물 천단고의 증가로 인한 월파수괴의 낙하높이가 증가하므로 월파한 파랑이 구조물 배후의 자유수면과 접촉될 때에 Fig. 4.25에 비해 구조물 배후의 자유수면이 더욱 교란되고 있음을 알 수 있다.

월파가 발생하지 않는 Fig. 4.21과 Fig. 4.22의 직사각형투과성방파제에 대한 공간파형을 Fig. 4.27과 Fig. 4.28에 나타낸다. Fig. 4.27의 경우는 파랑이 구조물에 접근함에 따라 파형경사가 급해지고, 투과층 내로 진입하면서 쇄파가 발생되고, 쇄파된 후에는 투과층 내에서 비선형성분파로 인하여 파봉이 뽕족하게 되는 것을 알 수 있다. 또한, 입사파랑이 투과층을 통과하면서 발생하는 쇄파로 인한 에너지소산과 투과층 내부의 유체저항으로 인해 구조물 배후에서는 파형의 변화가 거의 나타나지 않는 정온한 해역을 형성하고 있음이 확인된다. Fig. 4.28의 2열직사각형투과성방파제의 경우는 구조물 전면에서 1열직사각형방파제와 거의 동일한 파형변화를 보이며, 투과성구조물의 경우에 체체폭이 반사파에 큰 영향을 주고 있지 않음을 알 수 있다. 1열과 동일하게 2열로 배치된 구조물에서도 해측의 구조물 투과층 내부에서 쇄파가 발생한다. 그러나, 1열과는 달리 쇄파된 후의 파랑은 투과층 내에서 재생성되지 못하여 Fig. 4.27에서와 같은 파봉의 진행현상은 관찰할 수 없다. 또한, 구조물 사이에서는 파랑변형이 거의 발생하지 않음을 알 수 있으며, 이는 파랑이 해측 구조물 투과층을 벗어나면서 유수 단면적이 증가되기 때문에 유체입자의 속도벡터 크기가 감소되기 때문으로 판단되며, 육측의 구조물을 통과하면서 유체저항으로 인해 다시 미소하게 파형이 변화되고, 구

조물 배후에서는 1열과 거의 동일한 정도의 정온한 해역을 이루고 있음을 알 수 있다.

Fig. 4.29 역시 Fig. 4.23에 대한 공간파형으로 구조물 전면의 보호층으로 인해 Fig. 4.27과 상이하게 구조물 내에서 쇄파가 발생하지 않고 투과층 내의 파형도 Fig. 4.27에 비해 파봉부분이 완만함을 알 수 있다. 즉, 사면으로 구성된 보호층에서는 입사파의 에너지소산이 많이 발생되고 있음을 파형변화를 통해 짐작할 수 있다. Fig. 4.30은 Fig. 4.24에 대한 공간파형으로 위의 구조물과 동일하게 투과층으로 파랑이 접근하면서 구조물 사면에서 쇄파가 발생하고, 투과층 내로 쇄파된 파랑이 진행하면서 비선형 성분파가 발생하며, 투과층 내에서의 에너지소산으로 인해 구조물 배후에서는 투과파가 거의 나타나지 않지만 구조물 전면에서 사면으로 인한 파랑의 wave run-up 현상이 발생하여 Fig. 4.25, Fig. 4.26에 비해 파형이 솟아 있음이 확인된다.

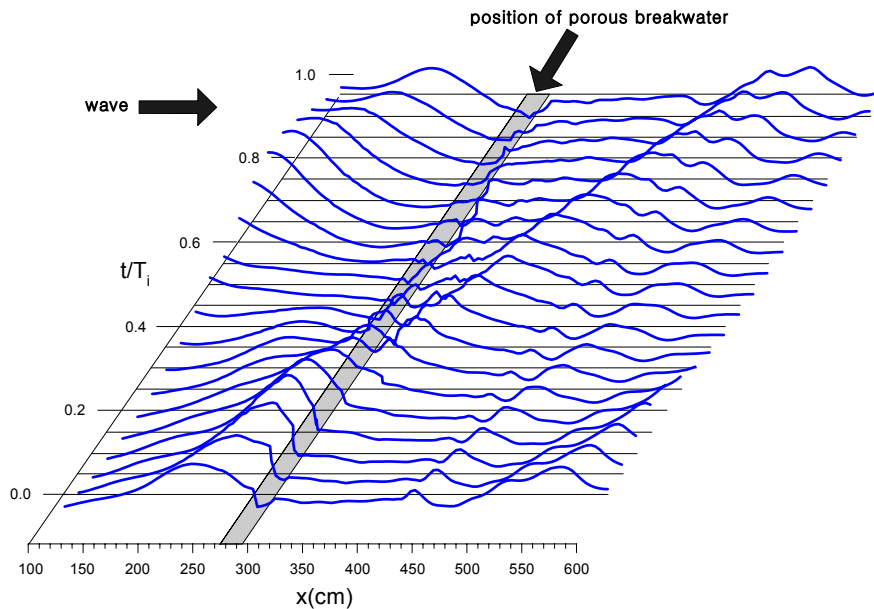


Fig. 4.25 Spatial distribution of wave profile due to the permeable breakwater(overtopping).

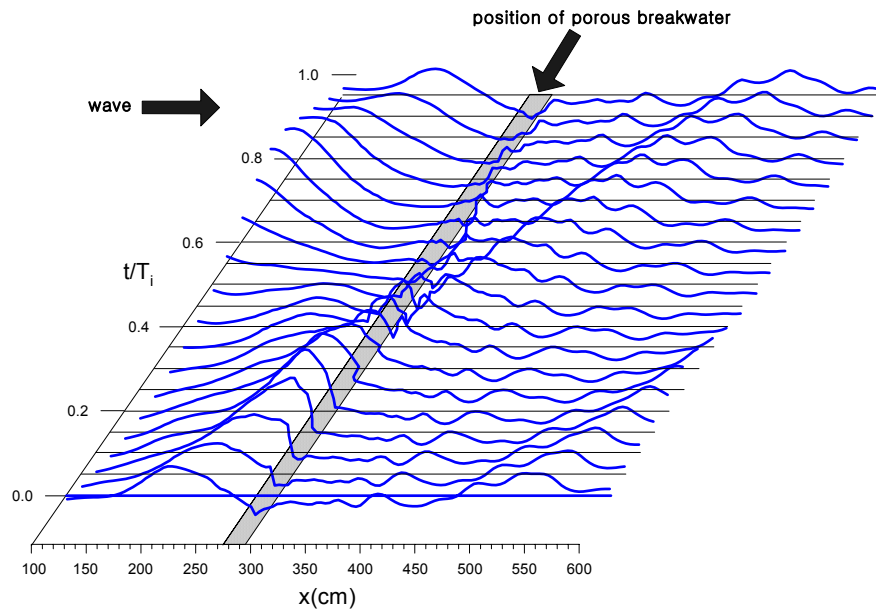


Fig. 4.26 Spatial distribution of wave profile due to the permeable breakwater(overtopping).

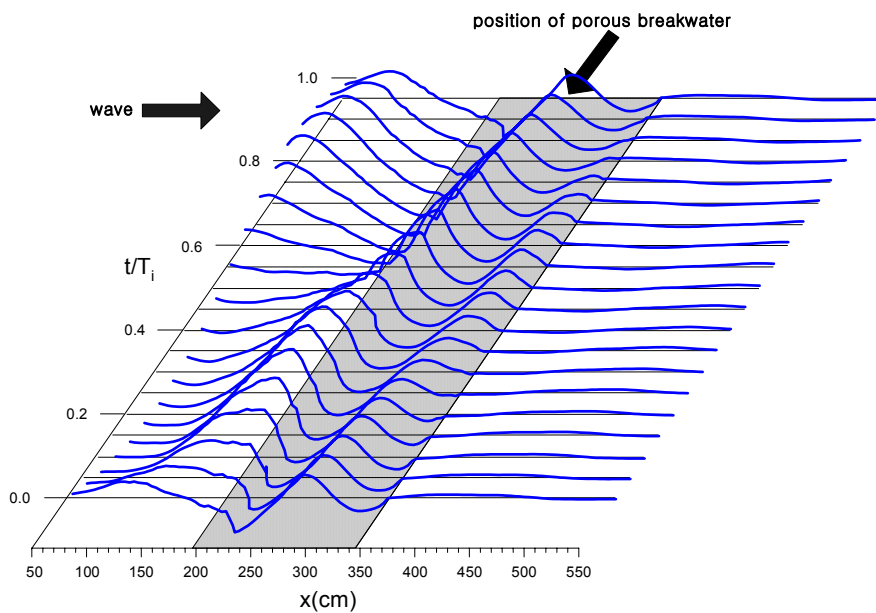


Fig. 4.27 Spatial distribution of wave profile due to the 1-row permeable breakwater(non-overtopping).

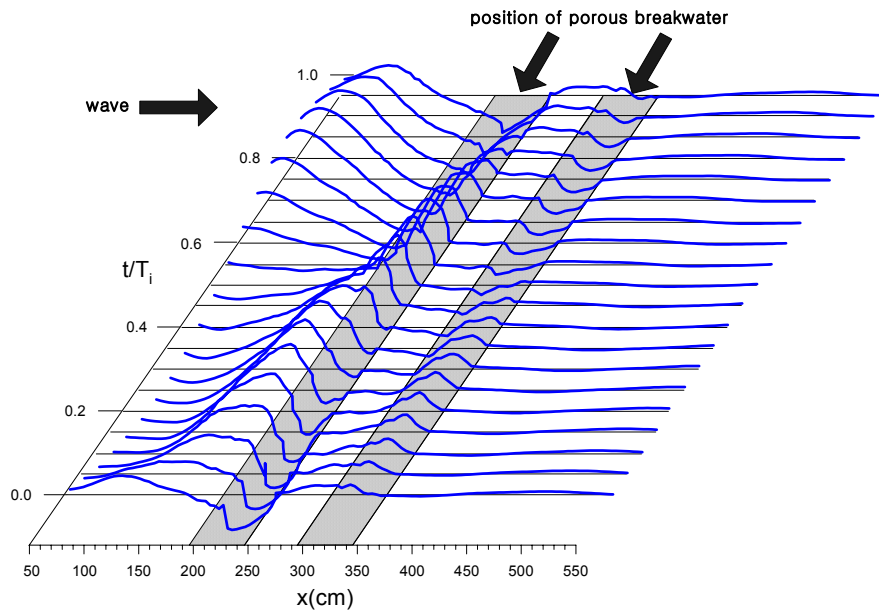


Fig. 4.28 Spatial distribution of wave profile due to the 2-row permeable breakwater(non-overtopping).

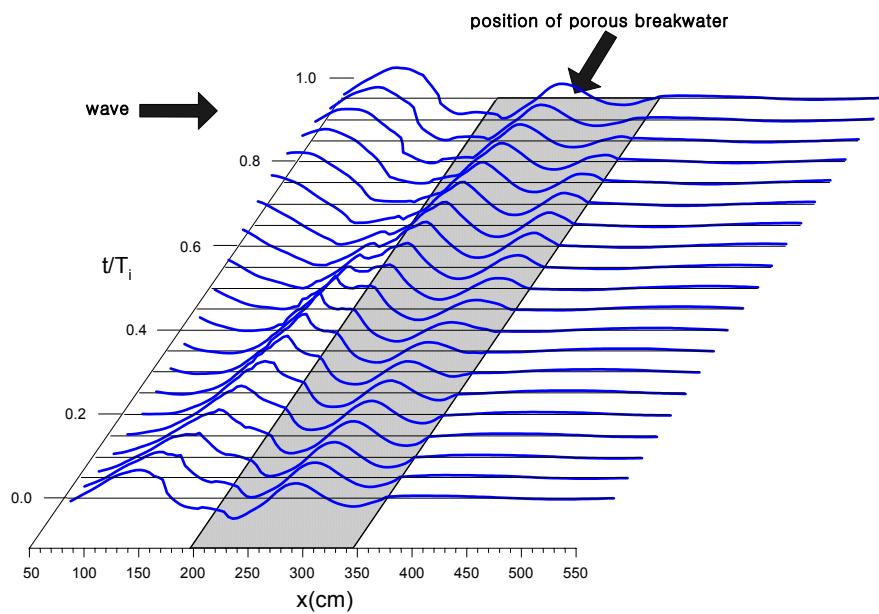


Fig. 4.29 Spatial distribution of wave profile due to the 1-row permeable breakwater armored with TTP.

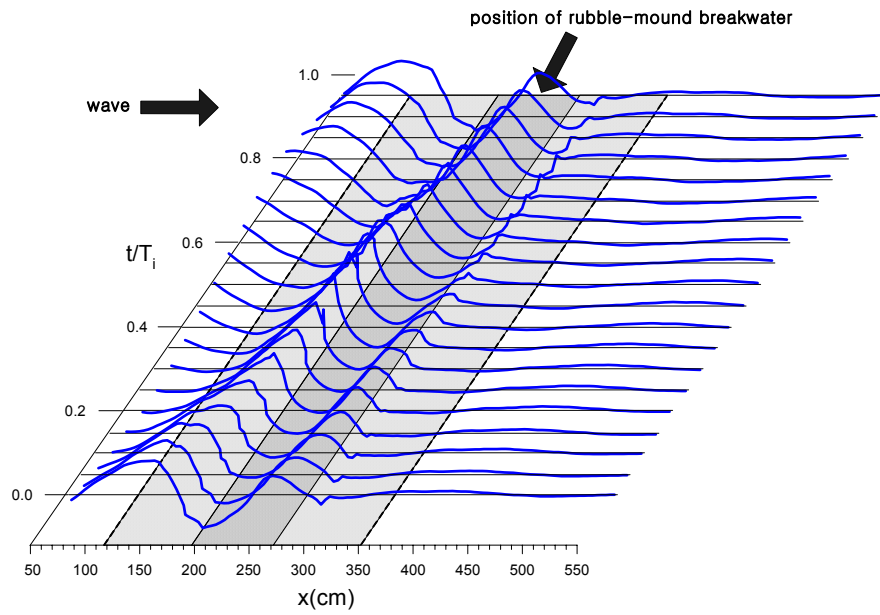


Fig. 4.30 Spatial distribution of wave profile due to the rubble-mound breakwater.

# 5 결론

---

본 연구는 복잡한 자유수면을 갖는 유체입자를 성공적으로 추적할 수 있는 VOF법을 적용하여 적절한 경계조건과 함께 수리모형실험을 수치적으로 수행할 수 있는 2차원 수치파동수로를 제안하였다.

수치파동수로를 적용한 수치해석 기법의 타당성을 검증하기 위하여 기존의 해석결과와의 비교 및 불투과성·투과성잡제에 대한 2차원 수리모형실험을 실시하였다. 기존의 해석결과와 본 연구의 수치해석 결과는 매우 양호한 대응성을 보였다. 파랑변형에 대한 수리모형실험 결과와 본 수치해석 결과와의 비교로부터 본 연구에서 제안한 수치파동수로를 적용한 수치해석은 파랑변형에 대해 매우 정도 높은 수치해석이 가능함을 확인할 수 있었다. 특히, 지금까지 해안공학분야에서 난제로 여겨져 온 쇄파현상과 쇄파후에 파랑이 재생성되는 과정에 대한 수치해석이 가능하였다.

수리모형실험을 통해 확인한 수치파동수로를 이용한 수치해석의 유효성을 근거로 천단상에서 쇄파를 포함한 비선형파랑이 매우 발달하는 잡제를 대표적인 구조물로 상정하여 2차원파동과 불투과성 및 투과성잡제와의 full-nonlinear 간섭현상에 대한 수치해석을 실시하였다. 또한, 수치파동수로의 적용성의 검토를 위하여 직립투과성방파제와 TTP 등으로 보호된 직립방파제 및 사석방파제에 대해서도 수치해석을 실시하였다.

수치해석에 의한 시간 및 공간파형의 변화, 유체입자의 속도벡터분포, 평균수위 및 무차원 파고분포 등의 해석결과로부터 구조물 형태에 따른 파동장의 특징을 아래에 요약하고, 본 연구에서 제안한 수치파동수로의 의의를 기술한다.

## 5.1 불투과성잡제

1. 쇄파가 발생하는 잡제상에서 강한 비선형성분파가 발생하고, 쇄파후에 파랑의 재

생성영역인 잠제배후에서 파봉의 분열되는 현상을 수치해석적으로 재현할 수 있었다.

2. 쇄파점 이후에 입사파와 반대 방향인 바다측으로의 강한 유속이 발생한다.
3. 잠제에 의한 쇄파의 위치는 잠제의 상대폭  $B/L_r$ , 입사파의 상대파고  $H_i/gh$ 에 좌우되나 잠제의 상대폭 변화에 따른 차이는 미소하며, 입사파의 상대파고가 증가함에 따라 쇄파점의 위치가 잠제의 바다측으로 이동하는 현상이 뚜렷하다.
4. 천단수심이 작을수록 잠제배후에서 파고의 감쇠가 크고, 잠제폭이 클수록 파고감쇠가 크며, 1열잠제에 비해 2열잠제의 파고감쇠효과가 우수하다.
5. 잠제에 의한 쇄파점에서 wave set-down과 set-up현상이 확인되며, 잠제배후에서는 평균수위가 상승한다.

## 5.2 투과성잠제

1. 불투과성잠제와 동일하게 쇄파가 발생하는 잠제상에서 강한 비선형성분파가 발생하고, 쇄파후에 파랑의 재생성영역인 잠제배후에서 파봉이 분열된다.
2. 쇄파점 이후에 입사파와 반대방향인 바다측으로의 강한 유속이 발생하고 잠제배후의 수면에서 해안방향의 강한 유속이 발생한다.
3. 1열잠제의 경우에 잠제의 배후에서, 2열잠제의 경우에 잠제배후와 잠제 사이에서 강한 와가 발생하며, 그 크기는 불투과성잠제에 비해 매우 크다.
4. 투과성잠제의 폭이 커질수록 유체저항길이의 증가로 잠제배후에서의 파고감쇠율이 크며, 불투과성잠제와 동일하게 2열잠제의 경우가 1열잠제보다 파고감쇠율에서 우수하다.
5. 투과층 내의 유체입자의 유속방향은 자유표면의 형상에 의해 좌우되나 약간의 위상차가 발생한다.



### 5.3 투과성방파제

1. 월파를 많이 허용하는 저천단의 직립투과성방파제의 경우에는 구조물 배후의 표면에서 매우 빠른 유속이 발생하며 시계방향의 강한 와가 형성된다.
2. 저천단의 직립투과성방파제에 비해 월파가 적은 고천단의 경우는 천단고의 상승으로 인해 월파한 파랑의 위치에너지가 우세하므로 구조물 배후의 표면유속을 가속화시키는 영향이 저천단에 비해 작고, 월파직후 유체입자의 속도벡터는 저면을 향해 더욱 기울어진다.
3. 비월파의 직립투과성방파제의 경우에 투과층 내부에서 파랑의 쇄파로 인하여 비선형성분파랑이 발달한다.
4. 직립투과성방파제에 보호층을 피복하였을 경우는 방파제 투과층 내부에서 강한 비선형성분파가 발생되지 않는다.
5. 사면을 갖는 사석방파제의 경우는 구조물의 사면으로 인한 파랑의 wave run-up 현상이 발생한다.

### 5.4 수치파동수로의 역할

VOF법을 이용한 수치파동수로는 이상과 같은 다양한 형태의 구조물의 파동장에 대한 수치해석이 가능하므로 많은 시간과 비용 그리고 노동이 요구되는 수리모형실험의 대안으로 활용될 수 있다. 더욱이, 급속히 발전하는 전자계산기의 성능에 비추어 볼 때 향후 해안구조물의 설계에 있어 수치파동수로를 이용한 수치해석의 유용성이 기대된다.

## 참고문헌

---

- [1] 김도삼, 허동수, 윤덕영, 정연태 (1997) : 수치파동수로 중에 놓인 잠제에 의한 쇄파의 수치해석, 대한토목학회논문집, 제 17권, 제 2-3호, pp. 251-259.
- [2] 김도삼, 허동수, 정연태, 윤덕영 (1998) : 투과성잠제에 의한 쇄파의 수치해석에 관한 연구, 대한토목학회논문집, 제 18권, 제 2-1호, pp. 59-65.
- [3] 해양수산부(1992.12) : 항만 및 어항 설계기준(상권)
- [4] 김도삼 (2000) : 다열잠제에 의한 파랑의 전달율과 반사율, 대한토목학회논문집, 제 20권, 제 1-B호, pp. 85-94
- [5] 김도삼, 정성호, 이봉재, 김인철 (2000) : 경사입사파랑 중의 수중다열방파제에 의한 Bragg반사, 대한토목학회논문집, 제 20권, 제 5-B호, pp. 737-745.
- [6] 김도삼, 이광호, 허동수, 김정수 (2001) : VOF법에 기초한 불투과잠제 주변파동장의 해석, 대한토목학회논문집 제 21권 제5-B호, pp.551-560.
- [7] 김도삼, 이광호, 김정수 (2002) : 수중투과성구조물에 의한 쇄파를 수반한 파랑변형 및 유속장 해석, 한국해양·해양공학회지, 제 14권, 제 2호, pp. 171-181.
- [8] 合田良實 (1977) : 港灣構造物耐波設計, 麗島出版會.
- [9] Somchai Rojanakmethron, 磯部雅彦, 渡辺 晃(1989) : 透過潛堤による波浪變形モデル, 海岸工学論文集, 第36卷, pp.643-647.
- [10] 大山 巧, 灘岡和未(1991) : 非線型不規則波動場を對象とした數値波動水槽の開発, 土木學會論文集, 第429卷/ II-15, pp.77-86.
- [11] 榊山 勉, 鹿島遼一(1992) : ポーラスボディモデルによる透過性防波堤周辺の波

動解析手法の開発, 電力中央研究報告書, 48p

- [12] 松見吉晴, 石田明雄, 木村 光(1993) : 廣幅潛堤に發生する流體壓力の數値シミュレーション, 海岸工學論文集, 第40卷, pp 781-785.
- [13] 織田辛伸, 岩田好一朗, 金 度三 (1993) : 潛水構造物による碎波の數値解析, 海岸工學論文集, 第40卷, pp. 601-605.
- [14] 喜岡 涉, 甲斐宏典, 平岡慎司(1994) : 透水層上の長波方程式と透過潛への適用性について, 海岸工學論文集, 第41卷, pp.711-715.
- [15] 權赫珉 (1996) : 複合斷面における不規則波浪の碎波變形に關する研究, 工學博士學位論文, 横浜國立大學大學院.
- [16] 川崎浩司 (1997) : 潛水構造物による碎波變形と再生過程に關する基礎的研究, 工學博士學位論文, 名古屋大學大學院.
- [17] 蔣 勤, 高橋重雄, 村西佳美, 磯部雅彦 (2000) : 波・地盤・構造物の相互作用に關するVOF-FEM豫測モデルの開発, 海岸工學論文集, 第47卷, pp. 51-55.
- [18] 許 東秀, 水谷法美 (2000) : 潛堤上の擬岩に作用する不規則波の波力特性とその豫測手法, 海岸工學論文集, 第47卷, pp. 751-755.
- [19] Ward, J. C.(1964) : Turbulent flow in porous media, J. of Hydraulics, ASCE, Vol. 90, No. HY5, pp.1-12.
- [20] Welch, J.E., F.H. Harlow, J.P. Shannon and B.J. Daly(1966): The MAC method. A computing technique for solving viscous, incompressible, transient fluid problems involving free surfaces, Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, Report LA-3425, pp. 145.
- [21] Ito, Y.(1969) : A Treatise on Historical Development of

Breakwater Design, Tech. Note of Port and Harbour Research Institute, Vol. 25, No. 11, 3-869.

- [22] Sollit, Ch. K. and Cross, R. H.(1972) : Wave transmission through permeable breakwaters Proc. 13th Coastal Eng. Conf., Vancouver, pp.1827-1846.
- [23] Longuet-Higgins, M. S. and E. D. Cokelet (1976) : The deformation of steep surface waves on water, I.A Numerical method of computation, Proc. Roy. Lond. A, Vol.350, pp. 1-26.
- [24] Patankar, S. V(1980), Numerical heat transfer and fluid flow, McGraw-Hill, New York.
- [25] Hirt, C. W. and B. D. Nichols (1981) : Volume of fluid(VOF) method for the dynamics of free boundaries, J. Comp. Phys., Vol.39, pp. 201-225.
- [26] Kioka, W. (1983) : Numerical analysis of breaking waves in a shallow water, Coastal. Eng. in Japan, Vol.26, pp. 11-18.
- [27] Dold, J. W. and D. H. Peregrine (1984) : Steep unsteady water waves, An efficient computational scheme, Proc. 19th Coastal. Eng. Conf., Vol.1, pp. 955-967.
- [28] Brorsen, M. and J. Larsen. (1987) : Source generation of nonlinear gravity waves with the boundary integral equation method, Coastal Eng., Vol.11, pp. 93-113.
- [29] Hinatsu, M. (1992) : Numerical simulation of unsteady viscous nonlinear waves using moving grid system fitted on a free surface, J. Kansai Soc. Naval Architects Japan, No217, pp.1-11.

## 감사의 글

유난히도 바빴던 2003년 한 해였습니다.

많이 부족하지만 이제부터 다시 시작이라는 마음 다짐으로 본 박사학위 논문을 매듭짓습니다.

이 논문이 작성되기까지는 지도교수이신 김도삼 교수님의 적극적인 지도와 현재 일본 名古屋大學에서 박사과정에 유학 중인 이광호씨 그리고 해양대 토목환경공학과 해안공학연구실 재학생 여러분의 많은 도움으로 박사학위 논문을 제출할 수 있었으며, 이에 감사를 드립니다.

따라서, 본 박사학위 논문은 해양대 토목환경공학과 해안공학연구실에서 우리나라에서는 처음으로 VOF법을 연구한 이래, 그 동안에 학회 등에 발표된 연구결과로 이루어진 것입니다. 향후에 이 논문이 기초가 되어 보다 진보된 연구결과를 달성할 수 있도록 기대합니다.

바쁘신 중에 본 박사학위 논문을 심사하면서 적절한 조언과 귀중한 말씀을 주신 부경대 류청로 교수님, 경상대 배기성 교수님, 관동대 김규한 교수님, 경주대 권혁민 교수님께 감사를 드립니다.

또한, 물심양면으로 많은 격려와 도움을 주신 부산시 항만농수산물국의 국장님과 항만정책과 직원들에게도 감사를 드립니다.

마지막으로, 바쁜 핑계로 항상 부족하였든 남편을 사랑으로 감싸주고, 용기와 자신을 북돋아준 아내에게, 항상 믿음직한 사랑하는 큰 딸 연주와 작은 딸 연경이에게 고마움을 전합니다.

2003년 12월 또 한 해가 저물어 가는 겨울날에  
김 정 수 드림